Vytauto Didžiojo Universiteto Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai 1938

Mémoires de la Faculté des Sciences de l'Université Vytautas le Grand 1938

XII T.

I sąsiuvinys

Fizikos skyrius

Section de Physique

Redaktorius e. o. prof. **IG. KONČIUS**

17.682

Kaunas ◆ Kooperatinė „RAIDĖS" spaustuvė Kaune ◆ 1938

Vytauto Didžiojo Universiteto Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai 1938

Mémoires de la Faculté des Sciences de l'Université Vytautas le Grand 1938

XII T.

I sąsiuvinys

Fizikos skyrius

Section de Physique

Redaktorius e. o. prof. **IG. KONČIUS**

Kaunas ◆ Kooperatinė „RAIDĖS" spaustuvė Kaune ◆ 1938

KAZYS BARŠAUSKAS

ANTRINIŲ KOSMINIŲ SPINDULIŲ ENERGIJOS PASISKIRSTYMO KLAUSIMU

ZUR KENNTNIS DER ENERGIEVERTEILUNG IN SEKUNDÄREN KOSMISCHEN STRAHLEN-SCHAUERN

Antrinių kosminių spindulių energijos pasiskirstymo klausimu

K. Baršauskas

ĮVADAS

Kelerių paskutiniųjų metų tyrinėjimai parodė, kad ateiną iš tarpplanetinės erdvės kosminiai spinduliai nėra vienodi. Vieni, pasirodo, yra elektros prikrautų medžiaginių dalelių, kiti bangų prigimties. Tas iš dalies buvo nustatyta Wilson'o kameromis, iš dalies Geiger'io skaitikliais. Geriausių rezultatų yra gauta kombinuota aparatūra iš Wilson'o kameros ir Geiger'io skaitiklių[1]).

Geiger'is ir Fünfer'is[2]), kartu dirbdami, iš surinktos gausios medžiagos sudarė kosminiams spinduliams lentelę. Toje lentelėje nusakomi A, B, C, D ir E kosminiai spinduliai.

A spinduliai yra vadinamieji pirminiai kosminiai spinduliai. Jie sklinda iš tolimų erdvės sričių, iš visatos gelmių, nešdami labai didelę energiją (10^{11}eV): gali prasiskverbti pro švino sluoksnį keleto metrų storumo. Jie prasiskverbia pro dar storesnius žemės bei vandens sluoksnius. Šiuos spindulius sudaro elektros prikrautos medžiaginės dalelės. Manoma, kad tai yra atomų branduoliai — protonai.

Bethe ir Heitler[3]) teoriškai priėjo išvadą, kad tokį didelį skvarbumą gali turėti tik sunkios medžiaginės dalelės.

Pirminiai A spinduliai, patekę į atmosferą, susiduria su kitų atomų elektronais bei branduoliais.

---

1) P. M. S. Blackett ir G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. (A) 139. 699. 1933.

2) H. Geiger ir E. Fünfer, ZS. f. Phys. 93. 543. 1935.

3) H. Bethe ir W. Heitler, Proc. Roy. soc. (A) 146. 83. 1934.

Yra hipotezė, kurios prisilaiko ir prof. H. Geiger[4]), kad pirminės sunkios dalelės susidauždamos su kelyj sutinkamais elektronais, jų relatyvią masę tiek padidina, kad jie sekančio centrinio smūgio išdavoj paskleidžia visą pluoštą spindulių bangų prigimties (Bremsstrahlung). Šie pastarieji vadinami antriniais **B kosminiais spinduliais.** Jų energija yra ($3 \cdot 10^8$eV) apie 1000 kartų mažesnė už A spindulių energiją. B kvantų absorbcijos koeficientas yra apie $1{,}2\text{cm}^{-1}$Pb.

Antriniai B spinduliai iš sutinkamos kelyje medžiagos išmuša pozitronus ir elektronus, vadinamus **C spinduliais.** Jie įsiskverbia į šviną vidutiniškai apie 2 cm.

C elektronų poriai (pozitronas ir elektronas), bombarduodami kitus atomus, gamina **D kvantus** panašiai, kaip Roentgen'o vamzdyj elektronai gamina Roentgen'o spindulius. D kvantai turi energijos tik apie 10^6eV.

Šios bangos D panašiai, kaip gamma ir trumpos šviesos bangos, išmuša iš metalų elektronus, vadinamus foto ir Compton'o elektronais. Šie pastarieji kosminiai spinduliai pavadinti **E spinduliais.** Jų intensyvumas jau labai menkas. Tuo būdu, šiandien yra priskaitomos penkios kosminių spindulių rūšys: **A — sunkios medžiaginės dalelės, B — bangos, C — elektronų poriai, D — bangos ir E — foto ir Compton'o elektronai.** Ši lentelė ne visus tyrėjus dabar patenkina[5]). Ja pasirėmus dar nesugebama visų gautų rezultatų paaiškinti.

Visi tyrėjai šiandien sutinka su tuo, kad pirminiai spinduliai yra prikrautos elektros medžiaginės dalelės. Bet ar šios dalelės yra elektronai ar protonai tuo tarpu dar nėra vieningos nuomonės. Šį klausimą spręsti sunkina tai, kad elektronas, turėdamas energijos daugiau kaip 10^8eV, ionizinimo ir absorbcijos atžvilgiu įgyja protono ypatybių. Šiandien visos eksperimentininkų ir teorininkų jėgos nukreiptos į antrinius kosminius spindulius.

Wilson'o kameromis ir Geigerio skaitikliais yra nustatyta, kad didesnės energijos kosminiai spinduliai, praeidami pro me-

---

[4]) H. Geiger, Kernphysik, Vorträge Zürich, herausgegeben von E. Bretscher; Springer, 1936.

[5]) P. Auger, Kernphysik, Vorträge Zürich, herausgegeben von E. Bretscher; Springer, 1936.

talus, gamina didelius naujų spindulių būrius. Šie būriai šiandien daugiausia ir tiriami.

Iš Wilson'o kameros nuotraukų[6]) ir matuojant skaitikliais[7]) yra nustatyta, kad vidutiniškai kosminių būrių spinduliai yra išsisklaidę nuo savo pagrindinės linkmės apie 20°.

Schmeiser'io[8]) matavimai rodo, kad absorbcijos koeficientas prie būrių ašies yra žymiai mažesnis, negu toliau nuo jos.

Pollermann'as[9]) savo dizertacijos darbe pastebi, kad ir prie didesnio dviejų Geiger'io skaitiklių horizontinio atstumo (30 cm) švino sluoksniai, uždėti virš kiekvieno skaitiklio atskirai, dar duoda dvigubų koincidencijų prieauglį. Mažai turėdamas eksperimentinės medžiagos, šio reiškinio jis nepajėgė paaiškinti.

Čia reikia paminėti Hilgert ir Bothe[10]) keturgubų koincidencijų matavimus, atliktus po anglies sluoksniu. Jie taip pat, kaip ir Pollermann'as, prie analogingo skaitiklių sutvarkymo, gavo nuo mažų švino sluoksnių koincidencijų prieauglius. Bet ir šie matavimai labai mažai padėjo aukščiau minėtą reiškinį paaiškinti. Man, betiriant antrinių kosminių spindulių būrius (angl. — Shower; vok. — Schauer) iš Charlottenburg'o aukštosios technikos mokyklos fizikos instituto betoninių lubų, pasisekė prieiti arčiau prie jų energijos pasiskirstymo[11]).

---

6) P. Auger ir P. Ehrenfest, Journ. de Phys. et le Radium 7, 65, 1936.

7) H. Geiger ir O. Zeiller, Zs. f. Phys. 79, 300, 1935.

8) K. Schmeiser, Naturwissensch. 25, 173, 1937.

9) M. Pollermann, Diss. Tübingen, 1936.

10) R. Hilgert ir W. Bothe, Zs. f. Phys. 99, 353, 1936.

11) K. Baršauskas, Zs. f. Phys. 107, 713, 1937.

MATAVIMO METODAS IR APARATŪRA

Pagrindinę mano aparatūros dalį sudarė Geiger'io skaitikliai. Principiniai jų pagrindai buvo jau aukščiau mūsų spaudoje aprašyti[12]).

Pagrindinę skaitiklio dalį sudaro apie 3 cm diametro ir apie 20 cm ilgio varinis vamzdelis, kurio galai užkišti gintariniais ar iš kitos kurios, gerai izoliuojamos, medžiagos kamščiais. Pro kamščių centrus ištempiama plona oksidintu paviršium nikelio vielelė apie 0,2 mm diametro. Vamzdelis pildomas argono dujų su alkoholio garų priemaišom (apie 10%) ligi Hg 12 cm slėgimo. Prie varinių vamzdelio sienelių prijungiamas minusinis polius apie 1500 voltų įtampos, o prie vielelės pro 10^9 omų varžą tos pat įtampos pliusinis polius. Tuo būdu, tarp vielelės ir sienelių yra izoliuojantis argono dujų sluoksnis. Pro jas minėtomis sąlygomis teka labai maža elektros srovė (apie 10^{-15} A).

Praėjus pro aprašytą vamzdelį ionizinančiai dalelei, jame srovė staigiai padidėja ir vėl nuslūgsta. Tas procesas įvyksta per labai trumpą momentą (apie 10^{-5} sec). Toks mažas ionizinančios dalelės impulsas galima pastebėti tik precizinėmis priemonėmis.

Pagrindinė ir kontrolinė priemonė yra jautrūs siūlinis elektrometras, kuris taip pat smulkiau buvo mūsų spaudoje aprašytas[12]). Pro mikroskopą galima matyti siūlelio atsilenkimai nuo minėtų impulsų. Aprašytiems impulsams stebėti ir registruoti vartojami elektroninių lempučių stiprintuvai.

Sustiprinti impulsai perduodami į garsintuvą arba į automatinį elektromagnetinį registratorių.

Vieno skaitiklio veikimas, vartojant siūlinį elektrometrą, stiprintuvą, garsintuvą ir elektromagnetinį registratorių, 1936 m. buvo išbandytas V. D. U. fizikos laboratorijose[12]). Šiam darbui reikėjo vartoti ne vieną skaitiklį, bet keletą.

---

12) K. Baršauskas, „Gamta", Nr. 1, 1936.

Čia tuo pat momentu buvo gaudomas visas pluoštas spindulių, ir aparatūra buvo taip įtaisyta, kad pagaunami buvo tik einą iš vieno centro spinduliai. Keletas skaitiklių registruodavo tuo pat momentu keletą spindulių. Šis matavimo metodas vadinamas **koincidencijos metodu.** Minėtiems keliems impulsams tuo pat momentu sugauti vartojami stiprintuvai, vadinami koincidencijos stiprintuvais.

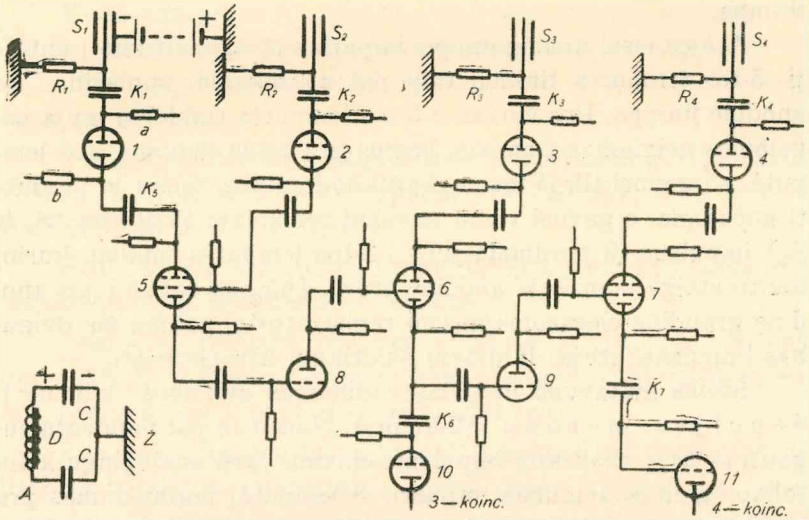


Fig. 1. Aparatūros schema. S_1, S_2, S_3 ir S_4 — skaitikliai, R_1, R_2, R_3 ir R_4 — skysčio varžos, K_1—K_7 — kondensatoriai, 1, 2, 3. .... 11 — elektrodinės lemputės, a ir b — atitinkamos lempučių anodų ir tinklelių varžos, A—Ž — aparatas elektriniams kliudymams pašalinti, Ž — įžeminimas.

Aš vartojau Bothe[13]) - Mott - Smith[14]) dviejų tinklelių metodo stiprintuvą. Fig. 1 schemiškai vaizduoja mano vartotą stiprintuvą. S_1, S_2, S_3, S_4 čia pažymėti anksčiau minėti Geiger'io skaitikliai. Skaitiklio S_1 vielelė sujungta pro kondensatorių K_1 su 1-mosios elektroninės lemputės tinkleliu. Skaitiklio vielelė pro didelę varžą R_1 (10^9 omų) sujungta su aukštos įtampos (1500 v) teigiamu poliu, o jo sienelės su tos pat įtampos neigiamu poliu. Vienas varžos R_1 kontaktas ir aukštos įtampos teigiamas polis yra įžeminti. Reiškia, čia žemė sumezga grandinę.

---

13) W. Bothe, Zs. f. Phys. 59, 1, 1929.

14) L. M. Mott - Smith, Phys. Rev. 39, 403, 1932.

Praėjus pro skaitiklį S_1 ionizinanti dujas dalelė, pakeičia potencialų skirtumą tarp vielelės ir skaitiklio sienelių. Šis staigus pakitimas paveikia 1-mosios lemputės tinklelį, kuris gavęs didesnį neigiamą įlydį, sumažina lemputės anodinę srovę, padidindamas anodinės įtampos potencialų skirtumą.

Atitinkamas 1-mosios lemputės anodinės įtampos pakitėjimas, vykstąs pro kondensatorių K_5, perduodamas į 5 lemputės vieną tinklelį, kuris atitinkamai sumažina 5 lemputės anodinę įtampą.

Atėjęs visai analoginingas impulsas iš S_2 skaitiklio į antrąjį 5-tos lemputės tinklelį taip pat atitinkamai sumažina jos anodinę įtampą. Pro varžas *a* 5-tos lemputės tinkleliai įgyja pagelbines neigiamas įtampas, kurios yra tokio didumo, kad lemputė, — gavusi tik iš vieno skaitiklio impulsą, toliau jo perduoti nepajėgia, o gavusi vienu momentu iš abiejų skaitiklių (S_1 ir S_2) impulsus, ji perduoda juos į 8-tos lemputės tinklelį, kurioj dėl to staiga sumažėja anodinė srovė. Įjungus dabar į jos anodinę grandinę elektromagnetinį registratorių, galima šis dvigubas impulsas, atėjęs iš dviejų skaitiklių, užregistruoti.

Šitoks matavimo metodas vadinamas dvigubos koincidencijos metodu (2-koinc.). Norint tą pat momentą sugauti iš trijų skaitiklių impulsus, einama visai analogingu keliu toliau: gautas dvigubas impulsas 8 lemputėj perduodamas pro kondensatorių į 6 lemputės vieną tinklelį, o atėjęs iš trečiojo (S_3) skaitiklio impulsas perduodamas į kitą 6 lemputės tinklelį. Ši 6 lemputė trigubą impulsą perduoda pro kondesatorių K_6 į 10 lemputės tinklelį, kuris tiek sumažina jos anodinę srovę, kad įjungtas į jos anodinę grandinę elektromagnetinis registratorius pajėgia užregistruoti šį smūgį.

Norėdami gauti keturgubos koincidencijos smūgį, turime perduoti 6 lemputės anodinės įtampos pakitėjimą pro kondensatorių į 9 lemputės tinklelį, kame smūgis sustiprinamas ir pro kondensatorių perduodamas į 7 lemputės vieną tinklelį. Į kitą 7 lemputės tinklelį anksčiau aprašytu būdu ateina impulsas iš ketvirto skaitiklio (S_4). 7 lemputės anodinės įtampos pakitėjimas jau nuo keturių skaitiklių impulsų perduodamas pro kondensatorių K_7 į 11 lemputės tinkelį, kurios anodinėj grandinėj įjungtas elektromagnetinis registratorius užregistruoja tuo pačiu momentu keturis spindulius, praėjusius pro atitinkamus 4 skaitiklius.

Varžos R_1, R_2, R_3, R_4 šiam tikslui vartojamos 10^8—10^9 omų. Jos reikia pačiam dirbančiam pasigaminti iš mišinio benzolo, alkoholio ir pikrino rūkšties. Šis skystis kaip varža vartojamas stikliniame raidės T indely. Varža *a* ir visos kitos, pažymėtos tuo pat ženklu ir prijungtos prie lempučių tinklelių, yra 10^7 omų. Pro jas gauna lempučių tinkleliai atitinkamas pagelbines įtampas. Varža *b* ir visos kitos varžos, pro kurias paduodamos anodinės lempučių įtampos, yra 10^6 omų.

Kondensatorius K_1, K_2, K_3, K_4 vartojau 25 cm talpumo. Jie čia pageidaujami kuo mažesnio talpumo. Kondensatoriai K_6 ir K_7 buvo po 5000 cm, kondensatorius K_5 ir visi kiti likusieji buvo po 500 cm.

Visos lemputės šiam stiprintuvui vartojamos „Telefunken" firmos. 1, 2, 3, 4, 8 ir 9 lemputės yra RE 034; 5, 6 ir 7 — RES 094; 10 ir 11 — RE 134.

Brūkšneliais pažymėtos linijos reiškia lempučių tinklelius, ištisinės linijos lemputėse — anodus.

Lempučių tinklelių įtampos vartojamos įvairios, būtent, nuo —18 iki +2 voltų. 10 ir 11 lemputės gavo 220 voltų anodinės įtampos, visos likusios — 180—200 voltų.

Anodinės įtampos buvo imta iš bendros instituto akumuliatorių baterijos. Panaikinti visiems tinklo kliudymams, ateinantiems iš akumuliatorių laidais, buvo pasigaminta speciali aparatūra, kuri schemiškai atvaizduota kairioj fig. 1 pusėj (A—Ž). C čia reiškia du kondensatoriu, kiekviena apie 10μF talpumo. D yra indukcinė varža. Prie pliuso prijungiamas tinklo teigiamas polis, prie minuso neigiamas. Iš A laidai vedami prie lempučių anodų. Ž reiškia įžeminimą.

Ateiną pašaliniai elektriniai kliudymai laidais, jungiančiais skaitiklių vieleles su kondensatoriais K_1, K_2, K_3 ir K_4, panaikinami aukšto dažnumo droseliais[15]), įmontuotais prieš kondensatorius (K_1, K_2, K_3, K_4). Kad apsaugotų visą stiprintuvą nuo pašalinių elektrinių kliudymų, jis įmontuojamas į medinę dėžę, kurios vidus yra išklotas metaline skarda, kuri visą matavimo laiką turi turėti kontaktą su žeme.

---

15) Droseliai schemoj neparodyti.

MATAVIMAI

1. Aparatūros tikrinimas

Varžas R_1, R_2, R_3 ir R_4 reikia bandymo keliu pagaminti tokio didumo, kad skaitiklių impulsai būtų gana staigūs. Šis staigumas tikrinamas siūliniu elektrometru. Elektrometro sienelės įžeminamos, o jo metalinis siūlelis tiesiai sujungiamas su atitinkamo skaitiklio vielele. Žiūrinčiam į elektrometro siūlelį pro mikroskopą, aiškiai matyti impulsų didumas ir jų staigumas. Jei minėtos varžos, vedančios į žemę, yra per mažos, tai impulsai gaunami maži ir labai staigūs, o jei per didelės — impulsai dideli ir labai iš lėto nyksta.

Čia dirbąs pasirenka vidurines impulsų vertes, t. y. tokius impulsus, kurie yra nei per daug lėti, nei per daug staigūs. Šie impulsai priklauso ne tik vien nuo šių varžų, bet ir nuo pačių skaitiklių. Vidujinės skaitiklių sienelės turi būti gerai nulygintos ir pakankamai švarios. Nikelio vielelė turi būti homogeniškai elektriniu būdu apdeginta, t. y., kad visas jos paviršius būtų vienodai oksidu apdengtas. Skaitiklių kamščiai turi būti švarūs ir geros izoliuojančios medžiagos. Be to, vidujinės skaitiklių sienelės ir dujos, esančios skaitiklio viduje, turi būti kaitinimu, alkoholiu ir pentoksidu labai gerai išdžiovintos[16]).

Tik turįs šioj srity didesnį prityrimą gali nustatyti tikrą diagnozę netikrų impulsų. Skaitiklių sienelių įtampa taip pat turi didelę įtaką impulsų rūšiai. Turint gerus skaitiklius ir geras jiems pritaikytas varžas, reikia dar dirbtinais impulsais patikrinti stiprintuvo veikimą. Šiam tikslui pasigaminamas atitinkamas įrengimas. Jį sudaro metalinis skritulys, pro kurio centrą prakišama ir įtvirtinama metalinė ašis. Sukant su rankena šią ašį, sukasi ir pats skritulys. Besisukančio skritulio ašį liečia šliaužiamas kontaktas, prie kurio prijungiama neigiama atitinkama įtampa. Prie skritulio ašies galo pritvirtinamas

---

[16]) Džiovinti ir skaitikliams pripildyti dujų pasigaminama atskira stiklo aparatūra.

jos apsisukimų skaičiui matuoti skaitiklis. Skritulio šone vertikaliai prilydoma vinelė, kuri, pakeliui prabėgdama, sukant skritulį paliečia izoliuotą metalinę plunksnelę. Ši plunksnelė galima prijungti laidais pro kondensatorius K_1, K_2, K_3 ir K_4 prie atitinkamų 1, 2, 3 ir 4 lempučių tinklelių. Pradžioj besisukančiam skrituliui duodama minusinė 100 voltų įtampa.

Norėdami, kad parodytas fig. 1 stiprintuvas veiktų 3-koinc., reikia pirmiausia 100 voltų impulsus iš skritulio duoti tik 1 lemputei, paskui iš eilės tik 2 ir pagaliau tik 3. Įjungtas į 10 lemputės anodinę grandinę elektromagnetinis registratorius turi nejausti šių atskirų smūgių.

Paskui duodami 100 voltų impulsai lempučių atitinkamoms poroms: 1 ir 2, 1 ir 3, 2 ir 3. Šių impulsų turi taip pat registratorius nejausti.

Pagaliau duodamas tas pat impulsas visoms trims lemputėms (1, 2, 3) kartu. Šis impulsas turi būti staigiai registruojamas. Dabar reikia stiprintuvas taip sureguliuoti, kad būtų registruojami ir maži 3 voltų impulsai.

Jei stiprintuvo visos varžos ir kondensatoriai yra tvarkoj, tai jis reguliuojamas tik tinklelių įtampomis.

Visai analogiškai nustatomas stiprintuvas ir 4 — koincidencijoms matuoti.

Pradžioj labai sunku parengti registratorių, kad jis registruotų nei per daug, nei per maža impulsų.

Galutiniam jo patikrinimui duodama skrituliui 30 voltų įtampa ir, greitai jį sukant, duodama stiprintuvui apie 400 impulsų. Šių impulsų tikrą skaičių parodo skaitiklis apsisukimų skaičiui matuoti. Tą patį skaičių turi būtinai parodyti ir elektromagnetinis registratorius. Taip sutvarkius aparatūrą, galima pradėti matavimus.

2. Parengiamieji matavimai ir netikros koincidencijos.

Kad ir geriausiai paruoštas stiprintuvas registruoja dar mažą procentą netikrųjų koincidencijų. Netikrąsias koincidencijas duoda tie spinduliai, kurie krinta į skaitiklius iš įvairių centrų ir kurių išėjimo laiko skirtumai yra tiek maži, kad stiprintuvas nepajėgia spindulius išskirti ir užregistruoja juos kaip atėjusius tuo pat momentu iš vieno centro.

Tas stiprintuvas bus geresnis, kuris užregistruos mažiau netikrųjų koincidencijų.

Prieš pradedant naujus matavimus reikia pirmon eilėn nustatyti stiprintuvo **skyrimo galia**. Skyrimo galia vadinamas mažiausias laiko intervalas, kurį stiprintuvas dar gali išskirti. Jei spinduliai krinta paskui vienas kitą vėluodami mažiau už minėtą laiko intervalą, stiprintuvas užregistruoja juos, kaip atėjusius vienu momentu.

Skyrimo galia, t. y. mažiausias laiko intervalas τ dvigubomis ir trigubomis koincidencijomis apskaičiuojamas pagal šias formules[17]):

$$K=2n_1n_2\tau \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$
$$K=4n_1n_2n_3\tau^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

kur n_1, n_2, n_3 reiškia atskirų skaitiklių impulsų skaičių per sekundę, τ yra skyrimo galia sekundėmis, ir K čia reiškia netikrąsias koincidencijas, kurios surandamos eksperimentiniu keliu.

Pirmoji formulė tinka dviguboms, antroji — trigubomis koincidencijoms. Ieškant koincidencijų skaičių, reikia skaitiklius vienas nuo kito laikyti kiek galima toliaus ir taip išdėstyti, kad visi gulėtų ne vienoj plokštumoj.

Ieškodamas K 3-koinc., laikiau skaitiklius vieną nuo kito per 130 cm ir gavau šiuos duomenis:

$K=1{,}3\pm0{,}27$ koinc./val., $n_1=232\pm4{,}8$ D/min.
$n_2=220\pm4{,}7$ D/min., $n_3=222\pm4{,}7$ D/min.

Iš šių duomenų gavau

$$\tau=1{,}32\,.\,10^{-3}\ \text{sec.}$$

Reiškia, šis aprašytas stiprintuvas skiria laiko tarpus tik didesnius už 0,0013 sec. Mažesnių jis nepajėgia atskirti.

---

17) A. Schwegler, Zs. f. Phys. 96, 62, 1935.
M. Pollermann, diss. Tübingen, 1936.

Dirbant 2 — koincidencijų stiprintuvu, reikia ypatingą dėmesį kreipti į skyrimo galią. Stiprintuvas, turėdamas blogą skyrimo galią, gali užregistruoti labai daug netikrųjų koincidencijų.

Aprašytos rūšies stiprintuvas buvo vartojamas dviguboms koincidencijoms tik koincidencijų stiprintuvų atsiradimo pradžioj (1929 m.). Dabar 2 — koincidencijoms vartojami T. H. Johnson ir I. C. Street[18]) konstrukcijos stiprintuvai. Jie turi skyrimo galią nuo 10 iki 20 kartų geresnę.

Kad ir geriausiai stiprintuvui ir skaitikliams veikiant, atmetus ir netikrąsias koincidencijas, dar gaunamos atitinkamos klaidos dėl spindulių statistikinių svyravimų.

Vidutinė statistikinė paklaida kiekvienam matavimui apskaičiuojama pagal formulę[19]):

$$p = \pm \frac{\sqrt{a}}{b}, \qquad (3)$$

kur b — viso matavimo laikas, a — koincidencijų ar atskirų impulsų skaičius laikotarpy b. Apytikriai sumuojant koincidencijas ar apytikrius atskirus impulsus, bendra sumos ar skirtumo klaida apkaičiuojama pagal formulę:

$$P = \pm \sqrt{p_1^2 + p_2^2}, \qquad (4)$$

kur p_1 ir p_2 yra atskirų matavimų klaidos, P — ieškomos sumos klaida.

Šių, aukščiau aprašytų, duomenų dar nepakanka, kad galima būtų pradėti naujus matavimus. Reikia dar, žinant skaitiklių sutvarkymą, pakartoti gerai žinomą matavimą.

---

18) T. H. Johnson ir I. C. Street, The Journal of the Franklin Institute, 215, 239, 1933.

19) O. Zeiller, Zs. f. Phys. 96, 121, 1935.

Fig. 2 (žemai) vaizduoja plačiai vartojamą Rossi [20,21]) skaitiklių sutvarkymą. Ratukai 1, 2, 3 čia reiškia Geiger'io skaitiklius. Jų ašys yra lygiagretės švino sluoksnio AB plokštumai. Didesnės energijos kosminiai spinduliai, eidami pro šviną AB, gamina antrinių spindulių būrius, kurie eina prasiskiriamų spindulių pluoštais. Tik šie būriai gali priversti, atsiliepti vienu momentu visus tris, apačioj po švinu gulinčius, skaitiklius.

Žemiau dedamoje lentelėje, yra visi gauti duomenys, kada tarp skaitiklių ašių buvo laikomas atstumas 5,5 cm.

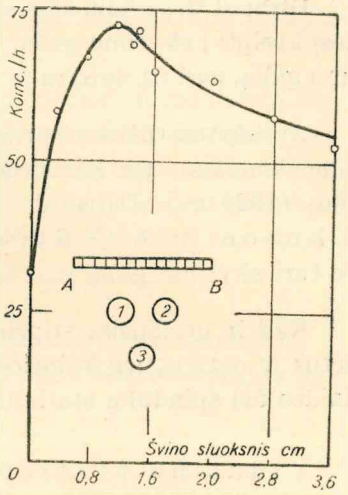


Fig. 2. Rossi kreivė. 1, 2, 3 — skaitikliai, AB — keičiamas švino sluoksnis.

Lentelė 1.

3 — koincidencijų priklausomybė nuo įvairių švino sluoksnių.

Švino A B sluoksnis cm	0	0,3	0,7	1,1	1,3	1,4	1,6	2,0	2,8	3,5
koincidencijų skaičius per val.	31,0	58,0	67,2	72,5	69,6	71,6	64,9	63,6	57,5	52,5
statistikinė klaida	± 0,9	± 2,3	± 2,4	± 2,8	± 3,0	± 2,2	± 2,3	± 2,0	± 2,4	± 1,8

Iš lentelės 1 išbrėžta kreivė fig. 2 (viršuj) rodo, kaip auga koincidencijų skaičius, didėjant švino sluoksniui. Koincidencijų maksimumas gaunamas prie 1,2 cm švino sluoksnio. Prie didesnių švino sluoksnių koinciduojančių spindulių skaičius eina mažyn.

20) B. Rossi, Zs. f. Phys. **82**, 151, 1933; Phys. ZS. **33**, 304, 1932.

21) E. Fünfer, Zs. f. Phys. **83**, 92, 1933.

Visai panašią kreivę nustatė ir Rossi[20]). Jis gavo kreivės maksimumą prie 1,6 cm Pb. Be to, jo skaitiklių tvarka buvo kiek kitokia: viršuj buvo vienas, o apačioj du.

Šios kreivės bendra eiga rodo, kad mano įrengta aparatūra veikia gerai.

3. Antrinių spindulių būriai iš instituto lubų.

Atsitiktinai buvo pastebėta, kad nulinis (be švino sluoksnio) 3 — koincidencijų skaičius kitėja, keičiant skaitiklių atstumą nuo lubų, kurias sudarė 38 cm storumo betono sluoksnis. Virš minimo betono jokio stogo nebuvo.

Šiems minėtiems tyrimams buvo vartoti 3 variniai skaitikliai po 27 cm ilgio ir po 3 cm diametro.

Jų išdėstymo tvarka schemiškai atvaizduota fig. 3 (viršuj). Atstumas tarp jų lygiagrečių ašių buvo laikomas 5,5 cm. Reiškia, išdėstymo tvarka buvo tokia pat, kaip ir fig. 2.

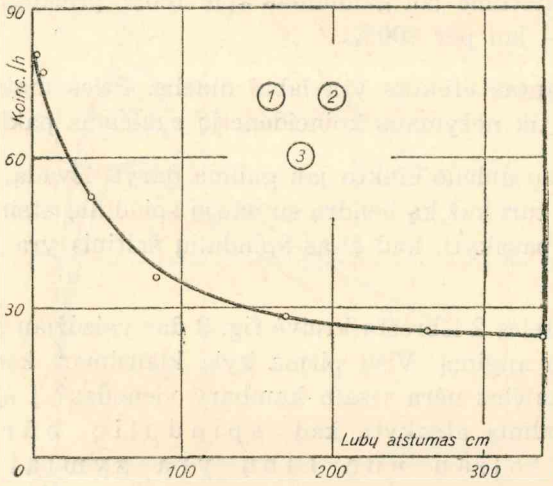


Fig. 3. Trigubų koincidencijų priklausomybė nuo lubų atstumo.
1, 2, 3 — skaitiklių tvarka.

VYTAUTO DIDŽIOJO
UNIVERSITETO BIBLIOTEK

Lentelė 2.

Nulinio efekto priklausomybė nuo lubų atstumo.

Skaitiklių atstumas nuo lubų cm	4	8	40	84	170	263	340
3 — koincidencijų skaičius per valandą	80,0	77,2	52,5	36,0	27,9	25,2	24,3
Statistikinė klaida	±2,4	±2,9	±2,0	±1,6	±1,8	±1,6	±1,4

Iš lentelės 2 matyti, kad skaitikliai, būdami prie grindų, t. y. 340 cm atstume nuo lubų, užregistruoja per valandą 24,3 koinciduojančius spindulius.

Kad įvyktų koincidencija, į skaitiklius turi patekti vienu momentu keletas spindulių (ne mažiau kaip du). Be to, šie spinduliai turi ateiti iš vieno centro, nes kitaip negautume tikrąsias koincidencijas.

Iš lentelės 2 matyti, kad, artėjant su visa aparatūra prie lubų, koincidencijos žymiai auga. Jau 84 cm atstume nuo lubų koincidencijų skaičius pakyla 30%. Artėjant nuo šios vietos prie lubų, koincidencijų skaičius labai smarkiai pradeda didėti. 40 cm atstume jau gaunamas apie 100% prieauglis ir 4 cm atstume — jau per 200%.

Šis gautas efektas yra labai didelis. Prieš matavimą buvo laukta tik nežymaus koincidencijų skaičiaus pakitėjimo.

Iš tokio didelio efekto jau galima daryti išvadą, kad instituto lubos turi kaž ką bendrą su naujų spindulių atsiradimu. Be to, reikia pasakyti, kad šitas spindulių šaltinis yra gana gausus.

Iš lentelės 2 išbrėžta kreivė fig. 3 dar vaizdžiau parodo koincidencijų augimą. Visų pirma kyla klausimas, kodėl koincidencijų skaičius nėra visam kambary vienodas? Į šį klausimą bendrai galima atsakyti, kad spindulių būrių tankumas toliau nuo lubų yra žymiai mažesnis už tankumą arti prie lubų. Reikia pastebėti, kad taip paruošti skaitikliai užregistruoja tuo pat momentu spindulius, tik išeinančius iš vieno lubų centro.

Išėjęs iš lubų, spindulių būrys eina prasiskiriamu kūgio formos pluoštu. Tas pat spindulių būrys yra prie grindų žymiai didesniam erdvės tūry, negu arti išeities taško — lubų.

Tikimybė, kad įvyktų 3 — koincidencijos, yra žymiai didesnė arčiau prie lubų. Tolesni mano matavimai į šį aprašytą efektą įneša daugiau aiškumo ir žymiai jį papildo.

4. Rossi kreivių formos įvairiuose atstumuose nuo lubų.

Gautu ir aprašytu 3 skyriuje efektu nebuvo pasitenkinta. Buvo įdomu žinoti, ką daro šie, einą iš lubų, antriniai kosminiai spinduliai, eidami pro švino sluoksnius. Charakteringiausią vaizdą duoda „R o s s i kreivės". Žemiau paduodamos lentelės ir iš jų išbrėžtos kreivės rodo „Rossi kreivių" kitimą įvairiose aukštumuose.

Šios visos kreivės buvo gautos kitu Bothe konstrukcijos stiprintuvu. Jo skyrimo galia buvo $1{,}4 \cdot 10^{-3}$ sec.

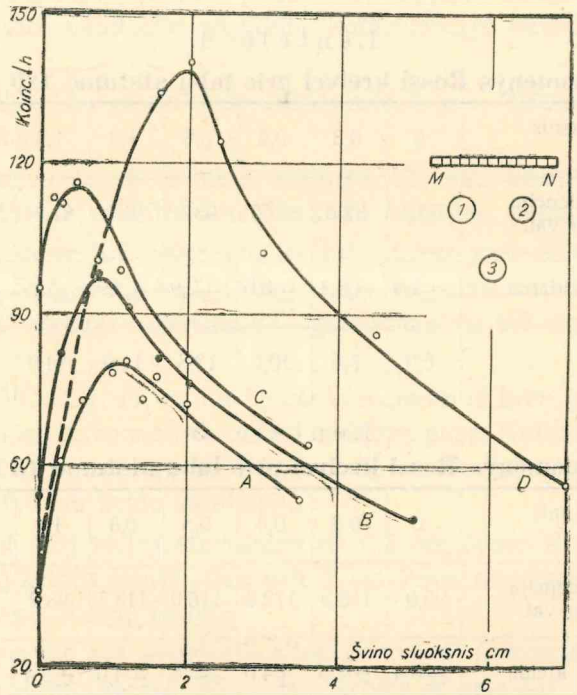


Fig. 4. Rossi kreivių formos įvairiuose atstumuose nuo lubų. Kreivė A gauta 260 cm atstume, B — 120 cm, C — 15 cm ir D — atvirame ore. 1, 2, 3 — skaitiklių tvarka. MN — keičiamas švino sluoksnis.

Čia irgi kaip 3 ir 2 skyriuje, buvo vartojami skaitikliai, sutvarkyti 3 — koincidencijoms.

Fig. 4 (MN) rodo schemišką skaitiklių tvarką. Tarp 1 ir 2 skaitiklių ašių buvo 6 cm. 3-čiasis atžvilgiu 1 ir 2 stovėjo simetriškai, ir jo aš's buvo 7 cm atstume nuo pirmųjų dviejų ašių (1 ir 2).

Lentelė 3.

Duomenys Rossi kreivei prie lubų atstumo 260 cm.

Švino sluoksnis M N cm	0	0,3	0,6	1,0	1,2	1,4	1,6	2,0	3,5
3 — koincidencijų skaičius per val.	33,4	60,5	72,6	78,0	80.1	72,8	78.4	72,7	53,1
Statistikinė klaida	±1,8	±2,7	±2,7	±2,1	±2,9	±3,4	±3,4	±2,4	±2,1
Matavimo laikas valandomis	9,5	8,0	10,0	17,0	9,5	6,0	6,5	12,0	12,0

Lentelė 4.

Duomenys Rossi kreivei prie lubų atstumo 120 cm.

Švino sluoksnis M N cm	0	0,3	0,6	0,8	1,2	1,6	2,0	5,0
3 — koincidencijų skaičius per val.	53,8	82,0	92,6	98,1	91,0	81,3	76,1	49,1
Statistikinė klaida	±2,9	±3,4	±3,0	±2,9	±2,9	±2,5	±2,5	±2,0
Matavimo laikas val.	6,0	7,0	10,0	12,3	11,0	13,0	11,5	12,0

Lentelė 5.

Duomenys Rossi kreivei prie lubų atstumo 15 cm.

Švino sluoksnis M N cm	0	0,2	0,3	0,5	0,6	1,1	2,0	3,6
3 — koincidencijų skaičius per val.	95,0	113,3	112,3	116,0	113,7	98,2	80,9	64,2
Statistikinė klaida	±3,4	±3,5	±4,0	±3,4	±4,0	±3,4	±3,0	±3,2
Matavimo laikas val.	9,0	8,5	7,0	9,5	7,0	9,0	9,0	6,0

Lentelė 6.

Tyrimų „Rossi kreivei" duomenys atviram ore.

Švino sluogsnis M N cm	0	0,8	1,6	2,0	2,4	3,0	4,5	7,0	10,0
3—koincidencijų skaičius per val.	34,1	110,0	134,6	140,8	124,3	112,5	86,0	58,6	55,6
Statistikinė klaida	±1,9	±7,5	±5,2	±5,7	±3,5	±6,0	±4,6	±4,3	±3,3
Matavimo laikas val.	9,0	2,0	5,0	5,0	10,3	3,0	4,0	3,0	5,0

Matavimai rodo, kad Rossi kreivės charakteristika labai priklauso nuo lubų atstumo. Lentelė 3 ir iš jos išbrėžta fig. 4 (A) kreivė rodo, kad ji turi maksimumą tada, kai spinduliai eina pro švino sluoksnį 1,2 cm storumo.

Be švino gaunama 33,4 koincidencijos per val., su švino sluoksniu 1,2 cm storumo — 80,1 koinc./val. Reiškia, švino sluoksnis virš skaitiklių padidina koincidencijų skaičių apie 2,5 karto.

Ši kreivė (A) gauta stalo aukštumoj, t. y. — 260 cm atstume nuo lubų.

Priėjus arčiau prie lubų, atstume 120 cm, kreivė žymiai pakitėja. Visa aparatūra buvo pakelta be jokių pakeitimų.

Čia nulinio (be švino sluoksnio) atskaitymo 33,4 vietoj, gaunamas 53,8 koinc./val. (4lent.). Be to, maksimumas kreivės B yra žymiai aukščiau ir gaunamas su 0,8 cm švino sluoksniu.

Kreivė C (fig. 4), gauta 15 cm atstume nuo lubų, pakrypsta dar daugiau savo maksimumu į mažesnę pusę. Nulinis atskaitymas padidėja net ligi 95,0 koinc./val., ir maksimumas gaunamas su 0,5 cm švino sluoksniu.

Dedant šioj vietoj storesnius už 0,5 cm švino sluoksnius, kreivė tuoj krinta žemyn. Jau prie 1 cm švino sluoksnio kreivė C vėl pasiekia nulinę padėtį.

Uždėjus 3,6 cm švino sluoksnį, kreivė C nukrinta žymiai žemiau už nulinę padėtį. Tuo tarpu kreivė A prie 3,5 cm švino dar yra toli nuo nulinės padėties (33,4). Kreivė B pasiekia nulinę padėtį, kai imamas švino sluoksnis 3,6 cm storumo.

Palyginus šių trijų (A, B, C) kreivių prieauglius ligi jų atitinkamų maksimumų, gaunami gana keisti rezultatai: kreivei A švinas duoda koincidencijų prieauglį apie 150%, kreivei B — apie 90% ir kreivei C tik apie 22%. Iš čia reikia padaryti išvadą, kad švinas, artėjant prie lubų, turi mažiau įtakos į koincidencijų skaičiaus prieauglį. Reikia manyti, kad jis čia daugiau veikia, kaip absorbuotojas, o ne kaip naujų spindulių gamintojas.

Jau praeitam skyriuje buvo kalbėta, kad, einančių iš lubų spindulių būrių tankumas yra žymiai didesnis arčiau prie lubų. Dėl šitų priežasčių nulinis efektas, einant aukštyn, smarkiai auga. Tas aiškiai matyti iš fig. 3 kreivės ir tai patvirtina kreivės A, B, C iš fig. 4.

Nors fig. 4 kreivės buvo gautos visai kita aparatūra, bet nulinio atskaitymo prieauglis, einant artyn prie lubų, buvo gautas visai panašus į fig. 3 kreivės prieauglį.

Be to, tolstant nuo lubų, kreivių maksimumai pasistumia į didesnę švino atžvilgiu pusę. 15 cm atstume gaunamas maksimumas su 0,5 cm švino sluoksniu, o 120 cm atstume — 0,8 cm Pb ir 260 cm atstume — 1,2 cm Pb.

Užlipus su visa aparatūra ant lubų į atvirą orą, buvo nustatyta kreivė D (fig. 4). Čia maksimumas gaunamas jau su 2 cm švino sluoksniu. Paskiau, čia krinta į akis žymiai didesnis spindulių intensyvumas.

Taip skaitiklius sutvarkius, nulinis efektas atsitiktinai gaunamas tas pat, bet koincidencijų nuo švino prieauglis čia gaunamas apie 322%. Reiškia, čia švino sluoksnis duoda apie 15 kartų didesnį už kreivės C prieauglį ir apie 2 su viršum kartų didesnį už kreivės A prieauglį.

Be to, iš lentelės 5 matyti, kad su 10 cm švino sluoksniu dar nepasiekiama nulinė padėtis; tuo tarpu kreivė C pasiekia nulinę padėtį, kai Pb sluoksnis yra 1,2 cm.

Iš šių matavimų gauti rezultatai prieštarauja Rossi gautam maksimumui [20]).

Minėtas italų prof. Rossi nustatė maksimumą su 1,6 cm švino sluoksniu kambary, kurio aukštis buvo apie 4,5 m.

Šis maksimumas kosminių spindulių literatūroj vyravo keletą metų.

Šie aprašyti matavimai rodo, kad apie bet kokius fiksuotus maksimumus negalima nieko tikro pasakyti.

Mano gauti maksimumai svyruoja nuo 0,5 cm ligi 2,0 cm švino sluoksnio.

Šių maksimumų pasistūmimai rodo, kad iš minėto instituto lubų eina ne vienos rūšies spinduliai ir kad šių spindulių pasiskirstymas kambario tūry kietumo atžvilgiu yra nevienodas.

Reikia manyti, kad arti prie lubų fig. 4 skaitikliai registruoja procentiniai daugiau minkštesnių spindulių, kuriuos keleto milimetrų švino sluoksnis absorbuoja. Skvarbiasnių spindulių šioj vietoj registruojama žymiai mažesnis procentas. Toliau nuo lubų gaunamas atvirkščias procesas. Ten registruojama didesnis procentas kietesniųjų spindulių.

Šis hipotezinis tvirtinimas bus tvirčiau paremtas tolesniais mano eksperimentais.

Aprašytuose eksperimentuose švinas ėjo dvejas pareigas: absorbuotojo ir naujų spindulių gamintojo.

Jeigu būtų galima pagaminti toje pat vietoje gryną absorbcijos kreivę ir gryną Rossi kreivę, tai suma abiejų kreivių duotų mano gautą kreivę.

Dėl nevienodo spindulių pasiskirstymo kambary absorbcijos ir Rossi kreivės būtų įvairiuose aukščiuose įvairios.

Todėl gautos mano sumos kreivės turi nevienodus maksimumus.

Prie šio reikia pridurti, kad, matuojant kambary, reikia skirti didelę reikšmę triobesio lubų konstrukcijai, iš kurių spinduliuoja antriniai kosminiai spinduliai, kurių kietesnieji dar gali gaminti pakeliui naujus spindulius.

5. Uždėto ant lubų geležies sluoksnio įtaka.

Taip pat, kaip pažymėta fig. 4, sutvarkytais skaitikliais, buvo atlikta visa eilė tyrimų, dedant ant kambario lubų geležies sluoksnius. Šie sluoksniai, kaip matyti iš žemiau duodamų lentelių ir iš jų išbrėžtų kreivių fig. 5, turėjo matavimams žymią įtaką.

Lentelė 7.

Koincidencijų skaičius 30 cm atstume nuo lubų be geležies sluoksnio.

Švino sluogsnis cm	0	0,3	0,6	0,7	0,8	1,2	1,7	3,5
3 — koincidencijų skaičius per val.	81,5	98,7	103,0	110,5	103,1	101,8	95,7	60,5
Statistikinė klaida	±2,8	±2,5	±4,0	±3,7	±3,2	±3,7	±3,5	±2,4
Matavimo laikas val.	10,0	15,5	6,0	7,5	10,0	7,0	7,0	10,0

Lentelė 8.

Koincidencijų skaičius 30 cm atstume nuo lubų su 1,4 cm geležies sluoksniu.

Švino sluogsnis cm	0	0,3	0,6	0,8	1,2	1,7	3,5
3 — koincidencijų skaičius per val.	83,3	93,8	97,3	100,7	94,0	84,3	57,0
Statistikinė klaida	±2,6	±3,8	±3,7	±3,9	±3,1	±3,5	±3,0
Matavimo laikas val.	12,0	12,0	7,0	6,5	10,0	7,0	6,0

Iš 7 ir 8 lentelių išbrėžtos kreivės fig. 5 (A, B) rodo, kad geležis absorbuoja dalį spindulių, ateinančių iš oro. Kreivė B visa guli žymiai žemiau už A. A čia yra kreivė, gauta 30 cm atstume nuo lubų be jokio geležies sluoksnio, o B čia reiškia kreivę tokiam pat atstume, tik su 1,4 cm geležies sluoksniu ant lubų.

Iš šio reiškinio reikia daryti išvadą, kad į kambarį ateina ir iš oro dalis minkštesniųjų spindulių.

Šiam prileidimui patvirtinti buvo dar ta pat aparatūra atlikti matavimai 15 cm atstume nuo lubų su dviem įvairiais geležies sluoksniais ant lubų.

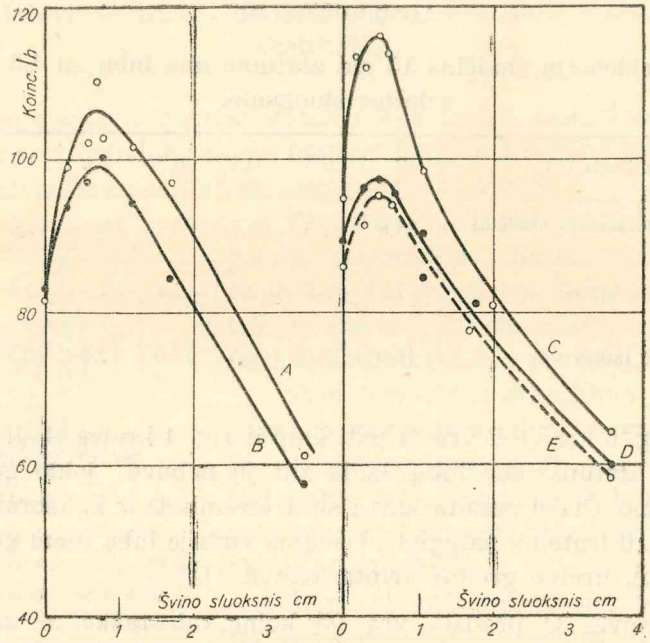


Fig. 5. Rossi kreivės gautos su įvairiais geležies sluoksniais virš lubų. A gauta 30 cm atstume nuo lubų be geležies sluoksnio, B — su geležies 1,4 cm sluoksniu. C — 15 cm atstume be geležies sluoksnio, D — su 3,0 cm ir E — su 4,5 cm geležies sluoksniu.

Lentelė 9.

Koincidencijų skaičius 15 cm atstume nuo lubų su 3,0 cm geležies sluoksniu.

Švino sluogsnis cm	0	0,3	0,5	0,7	1,1	1,8	3,6
3 — koincidencijų skaičius per val.	89,3	95,9	97,1	95,5	84,2	81,0	59,8
Statistikinė klaida	±2,3	±3,4	±2,4	±2,6	±2,9	±3,7	±1,9
Matavimo laikas val.	16,0	8,1	16,0	13,5	10,0	6,0	16,5

Lentelė 10.

Koincidencijų skaičius 15 cm atstume nuo lubų su 4,5 cm geležies sluoksniu.

Švino sluoksnis cm	0	0,3	0,5	0,7	1,1	1,7	3,6
3 — koincidencijų skaičius per val.	85,8	91,3	95,7	94,7	90,2	77,6	58,0
Statistikinė klaida	±2,3	±3,0	±3,5	±2,4	±2,9	±2,6	±2,8
Matavimo laikas val.	16,0	10,0	7,5	17,0	12,2	10,5	7,3

Fig. 5 kreivė C yra ta pati kaip ir fig. 4 kreivė C. Ji gauta 15 cm atstume nuo lubų, kada ant jų nebuvo jokio geležies sluoksnio. Čia ji paimta kartu su kreivėmis D ir E, išbrėžtomis iš 9 ir 10 lentelių, palyginti. Uždėjus viršuje lubų 3 cm geležies sluoksnį, kreivė greitai krinta žemyn (D).

Kreivės C pradžia yra 95 koinc./val. taške, o uždėjus švino sluoksnį 0,5 cm viršum skaitiklių, kreivė pasiekia maksimumą 116 koinc./val. taške. Kreivė D, gauta su 3 cm geležies sluoksniu, prasideda 89 koinc./val. ir pasiekia maksimumą 97 koinc./val. taške.

Pirmuoju atveju švinas duoda koincidencijų prieauglį apie 22%, antruoju — tik 9%.

Reiškia, geležis padeda luboms absorbuoti spindulius, kurie eina pro lubas iš oro ir pakeliui, eidami pro šviną, gamina naujus spindulius.

Uždėjus truputį storesnį — 4,5 cm geležies sluoksnį, gaunamas labai mažas koincidencijų pakitimas (kreivė E). Bet ir čia geležies sluoksnis veikia kaip absorbuotojas.

Reikia pastebėti, kad geležies sluoksniai visom fig. 5 kreivėm neturi jokios įtakos į jų maksimumus atžvilgiu abscisų ašies. Kreivių A ir B maksimumai yra 0,7 cm ir C, D ir E — 0,5 cm švino sluoksnio taškuose. Į maksimumų pasistūmimus abscisų ašyje turi įtaką tik spindulių šaltinio atstumas.

Kreivės B maksimumas (0,7 cm Pb) labai gerai tinka fig. 4 kreivių maksimumų eilei. Tuo būdu ir šie matavimai rodo, kad iš lubų eina nevienos rūšies spinduliai.

6. Matavimai trimis, horizontinėje plokštumoje gulinčiais, skaitikliais.

Jau aprašyti tyrimai gundė mane daryti matavimus, susiėjusius su spindulių būrių kūginiu kampu. Pradžioj atitinkamai sutvarkiau skaitiklius, kaip pažymėta fig. 6.

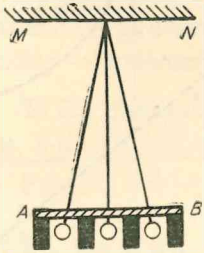


Fig. 6. Skaitiklių įrengimas triguboms koincidencijoms matuoti. MN — kambario lubos. AB — keičiamas švino sluoksnis. Tarp skaitiklių juodi bruožai reiškia švino 2,5×10×20 cm plytas.

Trys ratukai čia vaizduoja 3 Geiger'io skaitiklius. Keturi užtušuoti juodi bruožai vaizduoja švino plyteles 2,5 cm storio ir 10 cm aukščio. AB čia reiškia keičiamą švino sluoksnį.

Taip sutvarkius skaitiklius jau nepakanka vieno arba dviejų spindulių, 3 — koincidencijoms gauti. Čia mažiausiai reikia trijų, einančių iš lubų MN, spindulių, kad užgautų tris minėtus, atskirus skaitiklius.

Švino plytelės reikalingos horizontiniams spinduliams pašalinti. Atstumą tarp skaitiklių ašių palikau 16 cm. Su taip sutvarkyta aparatūra pradžioj atlikau matavimus 285 cm atstume nuo lubų. Stiprintuvas šiems matavimams buvo tos pat konstrukcijos, kaip ir ankstyvesniems matavimams[13,14]).

Lentelė 11.

3 — koincidencijų skaičius 285 cm atstume nuo lubų.

Švino sluogsnis AB cm	0	0,2	0,6	0,8	1,0	1,2	2,0
3 — koincidencijų skaičius per val.	5,4	6,7	6,8	7,2	7,0	5,4	4,8
Statistikinė klaida	±0,4	±0,5	±0,4	±0,5	±0,8	±0,5	±0,5
Matavimo laikas val.	36,2	27,0	41,5	30,0	10,5	23,0	20,0

Lentelė 11 ir iš jos išbrėžta kreivė fig. 7 (A) rodo, kad, dedant švino sluoksnius, pradžioj koincidencijų skaičius auga,

pasiekia maksimumą, kai Pb yra 0,8 cm, ir paskiau krinta žemyn.

Švinas čia duoda 33% koincidencijų prieauglį. Nors šiaip sutvarkius skaitiklius, intensyvumas gana menkas, bet gautas efektas pakankamai ryškus.

Įdomu čia tai, kad, prasiskiriamai eidami iš vieno lubų centro, antriniai spinduliai dar pakeliui gamina naujus spindulius.

Koincidencijų skaičiaus nuo švino sluoksnio padidėjimas yra savaime suprantamas. Atsiradus iš švino didesniam spindulių skaičiui, yra didesnė tikimybė vienu momentu patekti jiems kartu į visus tris skaitiklius.

Lygiai su taip sutvarkytais skaitikliais ir su visa aparatūra pasikėliau prie lubų.

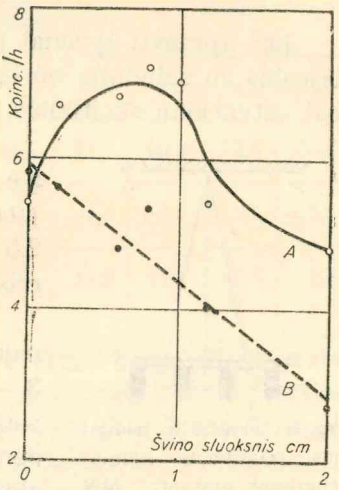


Fig. 7. Kreivės gautos su fig. 6 skaitiklių įrengimu. A — 285 cm., B — 18 cm atstume nuo lubų.

Atstumas nuo lubų ligi skaitiklių viršaus buvo tik 18 cm. Šioje vietoje gavau visai kitoniškus matavimo duomenis.

Lentelė 12.

3 — koincidencijų skaičius 18 cm atstume nuo lubų.

Švino sluosksnis AB cm	0	0,2	0,6	0,8	1,2	2,0
3 — koincidencijų skaičius per val.	5,8	5,6	4,8	5,3	4,0	2,7
Statistikinė klaida	±0,6	±0,7	±0,5	±0,7	±0,7	±0,4
Matavimo laikas val.	14,0	13,5	17,2	10,0	8,0	13,5

Čia, dedant švino sluoksnį, koincidencijų skaičius visą laiką ėjo mažyn. Šį kritimą vaizduoja fig. 7, išbrėžta brūkšneliais linija B.

Reiškia, viršuj gaunama absorbacijos kreivė, o apačioj (285 cm) taip pat sutvarkytais skaitikliais gaunama kreivė visai analogiška Rossi kreivei.

Šie matavimai dar aiškiau parodo, kad spindulių būriai yra nehomogeniniai kietumo atžvilgiu.

Reikia manyti, kad viršuj (prie lubų) taip sutvarkytais skaitikliais gaudomi spinduliai, kurie sudaro didesnį kampą, o apačioj — mažesnį.

Iš čia galima dar padaryti išvadą, kad kosminių būrių spinduliai, kurie sudaro didesnį kampą su pagrindine savo linkme, yra minkštesni už to pat būrio spindulius, sudarančius mažesnį kampą.

7. Matavimai dviem, horizontinėje plokštumoje gulinčiais, skaitikliais.

Matuojant trimis ar didesniu skaičium skaitiklių, gaunami intensyvumai žymiai mažesni už intensyvumus, gautus dviem skaitikliais.

Daugkartinių koincidencijų gera pusė yra ta, kad jose maža yra netikrųjų koincidencijų. Dirbant dviem skaitikliais, reikia labai atsižvelgti į netikrąsias koincidencijas. Šiems matavimams jau negalima vartoti Bothe[22]) konstrukcijos stiprintuvų, kuris gerai skiria 3 - koinc. laiką tik didesnį kaip — 0,001 sec. Ši 2 - koinc. skyrimo galia yra žymiai blogesnė.

Labai sekmingai šiuo atveju vartojau amerikiečių Johnson'o ir Street'o[23]) stiprintuvą, kurio skyrimo galia yra nuo 10 iki 20 kartų gėresnė. Reiškia, jis dar gerai skiria 3—koinc. 0,0001 sec. laiko tarpą.

Fig. 8. schemiškai vaizduojamas skaitiklių sutvarkymas; a, b čia vaizduoja varinius skaitiklius 20 cm ilgio ir 3 cm diametro. Varinių sienelių storumas buvo 0,5 mm. Be to, skaitikliai

---

22) W. Bothe, Zs. f. Phys. 59, 1, 1929.

23) T. H. Johnson ir I. C. Street, The Journal of the Franklin Institute, 215, 239, 1933.

buvo įlyditi stiklo vamzdžiuose ir pripildyti argono dujų ir alkoholio garų mišinio. Mišinys buvo taip sudarytas, kad argonas turėjo parc. slėgimą 11 cm Hg, o alkoholis 1 cm Hg.

T reiškia švino plytą 5 cm storio, 10 cm aukščio ir 20 cm ilgio. A B čia vaizduoja lubas. Kaip matyti iš schemos (fig. 8), čia 2 — koincidencijoms gauti reikia mažiausia dviejų, einančių iš vieno centro, spindulių. Pačioj pradžioj, laikant skaitiklių ašių atstumą 16 cm, stalo aukštumoj (285 cm nuo lubų) buvo gauta kreivė, kuri savo išvaizda yra visai analogiška R o s s i kreivei.

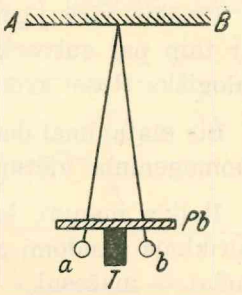


Fig. 8. Skaitiklių įrengimas dviguboms koincidencijoms matuoti. AB — kambario betoninės lubos. a, b — skaitikliai. T — švino plyta 5×10×20 cm. Pb — keičiamas švino sluoksnis.

L e n t e l ė 13.

2 — koinc. skaičius 16 cm skaitiklių ašių atstume.

Švino sluogsnis cm	0	0,3	0,5	0,8	1.2	1,8	3,3
2 — koincidencijų skaičius per val.	23,5	25,9	31,2	32,6	27,5	24,0	23,2
Statistikinė klaida	±1,7	±1,3	±1,7	±1,8	±2,6	±2,0	±2,6
Matavimo laikas val.	8,0	15,0	10,0	10,0	4,0	6,3	4,0

Iš lentelės 13 ir išbrėžtos iš jos kreivės A matyti, kad, dedant virš skaitiklių švino sluoksnius, koincidencijų skaičius auga ir pasiekia maksimumą, kai Pb yra 0,8 cm. Koincidencijų prieauglį čia švinas duoda apie 38%.

Ši kreivė yra pagrindas tolesniems 2 — koinc. matavimams. Ten visą matavimo laiką bus dedamas 0,8 cm storio švino sluoksnis. Matavimai 6 ir 8 fig. būdu sutvarkytais skaitikliais

yra tuo įdomūs, kad pirmieji parodo kosminių spindulių būrių, einančių iš betoninių lubų, veikimą švino sluoksniams.

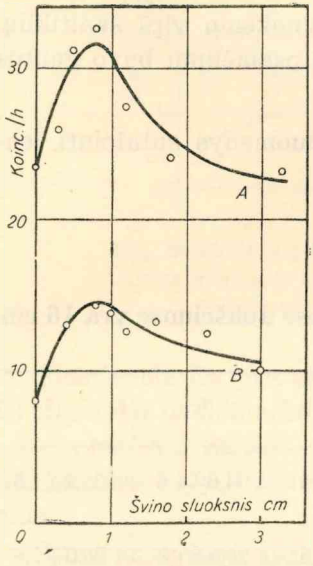


Fig. 9. Rossi kreivės gautos dvigubomis koincidencijomis. A gauta skaitikliais fig. 8,16 cm ašių atstume, B — fig. 16, 13 cm skaitiklių porų atstume.

Iš minėtų matavimų aišku, kad ir surišti spinduliai, einą iš vieno centro, gali duoti analogiškus kreivių maksimumus, kokius yra gavę Rossi[24]) ir Fünfer[25]) su visų spindulių mišiniu.

Reiškia, pirminiai spinduliai, eidami pro medžiagas, gamina antrinių spindulių būrius, kurie savo ruožtu dar gamina aukštesnės eilės spindulių būrius.

Su minimais matavimais galima prieiti arčiau prie kosminių spindulių būrių energijos pasiskirstymo. Kol šie matavimai nebuvo atlikti, kosminių spindulių literatūroj buvo tik šiek tiek kiekybiškai apie tai rašoma[26,27,28]).

8. Betoninių lubų įtaka 2 — koincidencijoms.

Matavimai vyko tam pat kambary, kuriam vyko aukščiau aprašytieji. Kambario lubas sudarė 38 cm betono sluoksnis, virš kurio nebuvo jokio stogo. Reiškia, virš lubų buvo laisva atmosfera.

Matuojama buvo 2 — koincidencijos su jau aprašytu fig. 8 skaitiklių įrengimu.

Atstumas tarp skaitiklių ašių pirmam tyrime buvo laikomas pastovus, 16 cm.

---

24) B. Rossi, Zs. f. Phys. 82, 151, 1933. Phys. Zs. 33, 304. 1932,

25) E. Fünfer, Zs. f. Phys. 83, 92, 1933.

26) P. Auger ir P. Ehrenfest, Journ. de Phys. et le Radium 7, 65, 1936. H. Geiger ir O. Zeiller, Zs. f. Phys. 79, 300, 1937.

27) K. Schmeiser, Naturwissensch. 25, 173, 1937.

28) M. Pollermann, Diss. Tübingen, 1936.

Su visa aparatūra buvo keltasi nuo stalo aukštumos aukštyn prie lubų.

Kiekvienoj sustojimo vietoj buvo daromi dvejopi matavimai: vienu atveju su švino 0,8 cm sluoksniu virš skaitiklių, antru — be švino[29]). Tuo būdu, vienu pasikėlimu buvo gautos dvi kreivės.

Visi minėto kėlimosi matavimų duomenys sutalpinti lentelėje 14.

Lentelė 14.

2 — koinc., kai ašių aukštumas įvairiuose aukščiuose yra 16 cm.

Atstumas lubų cm	285	110	65	17
2 — koinc. be Pb	22,8±1,2	37,7±1,5	34,0±1,6	30,1±1,5
2 — koinc. su 0,8 Pb	29,1±1,7	32,8±1,4	29,9±1,8	25,0±1,6
Koinc. prieauglis	+6,3	—4,9	—4,1	—10,1

Lentelės 14 pirmoj eilutėj duota skaitiklių atstumas nuo lubų cm.

Antroji ir trečioji eilutė rodo atitinkamų koincidencijų skaičių su matavimo paklaidomis. Iš šios lentelės išbrėžtos kreivės fig. 10 persikerta taške B.

Čia abscisų ašyje atidėti lubų atstumai cm, o ordinatų — koincidencijų skaičiai per valandą. Kreivė, pažymėta ratukais ir brūkšniais, vaizduoja koincidencijų skaičiaus kitimą be švino sluoksnio virš skaitiklių.

Ligi taško B, einant artyn prie lubų, kreivė staigiai kyla, bet toliau labai mažai tekinta. Kreivė, pažymėta tik ratukais, rodo koincidencijų skaičiaus kitimą su pastoviu 0,8 cm švino sluoksniu virš skaitiklių.

29) Švinas (Pb) buvo 5 cm atstume nuo skaitiklių.

Ji ligi taško B rodo koincidencijų prieauglį nuo švino sluoksnio, bet, einant toliau prie lubų, rodo žymų koincidencijų sumažėjimą.

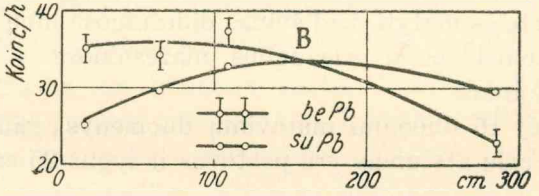


Fig. 10. Kreivių pora gauta fig. 8 skaitikliais įvairiuose kambario aukščiuose, kai horizontinis skaitiklių ašių atstumas buvo 16 cm.

Įdomiausia čia yra tai, kad švinas ligi tam tikro atstumo (B) nuo lubų padidina koincidencijų skaičių, o einant toliau už jo — sumažina. Reiškia, šiuo keliu einant, galima rasti vieta (B), kur švino sluoksnis (0,8 cm) virš skaitiklių neturi jokios įtakos.

Šitas neitralusis taškas (B) davė man progos susidaryti geometrišką vaizdą ir pradėti tolesnius tyrimus.

Du tolesni matavimai buvo visai analogiškai atlikti, tik vienu atveju buvo skaitiklių horizontinis ašių atstumas ligi 10 cm sumažintas, antru — ligi 25 cm padidintas.

Lentelėje 15 surašyti matavimų duomenys, gauti skaitikliais, kurių ašių atstumas buvo 10 cm.

Lentelė 15.

2 — koinc., kai ašių atstumas įvairiuose aukščiuose yra 10 cm.

Lubų atstumas cm	285	110	65	18
2 — koinc. be Pb	26,4±1,2	37,1±1,8	42,1±1,7	50,0±1,8
2 — koinc. su 0,8 Pb	34,7±1,2	43,4±1,3	43,3±2,1	40,2±1,9
Koinc. prieauglis	+8,3	+6,3	+1,2	—9,8

Turint pastovų skaitiklių ašių atstumą, buvo keičiamas tik lubų atstumas.

Čia irgi kiekvienoj atstumo vietoj buvo atlikti dvejopi matavimai: su švino 0,8 cm storumo sluoksniu virš skaitiklių ir be švino. Iš lentelės matyti, kad švinas didesniuose lubų atstumuose duoda koincidencijų prieauglius, mažesniuose — koincidencijų sumažėjimus.

Lentelėj 16 duodami matavimų duomenys, gauti skaitikliais, kurių ašių atstumas yra pastovus ir lygus 25 cm.

Lentelė 16.

2 — koinc., kai ašių atstumas įvairiuose aukščiuose yra 25 cm.

Lubų atstumas cm	365	285	230	110	65	49	17
2 — koinc. be Pb	15,5±0,8	17,7±0,8	19,6±1,8	24,2±2,2	29,1±1,4	29,0±1,6	27,5±1,4
2 — koinc. su 0,8 Pb	17,5±1,0	19,8±0,8	21,5±1,4	24,9±1,6	23,5±1,6	24,1±1,5	21,6±1,3
Koinc. prieauglis	+1,8	+2,1	+1,9	+0,7	−5,5	−4,9	−5,9

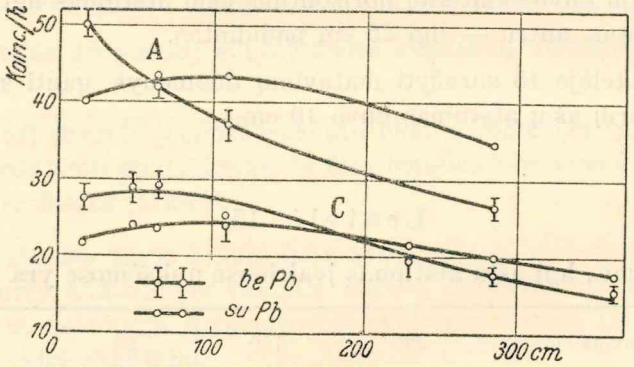


Fig. 11. Kreivių poros gautos fig. 8 skaitikliais įvairiuose kambario aukščiuose. Pora A gauta horiz. ašių atstume 10 cm, C — 25 cm.

Iš 15 ir 16 lentelės išbrėžtos kreivės fig. 11 turi bendrą vaizdą tokį pat, kaip ir fig. 10 kreivės, tik čia susikirtimo taškai A ir C yra gauti kitokiuose atstumuose.

Kreivių pora B (fig. 10) kerta viena antrą, kai atstumas nuo lubų yra 160 cm, o kreivių pora A (fig. 11) — kai atstumas yra 60 cm ir C (fig. 11) — kai atstumas nuo lubų yra 185 cm.

Reiškia, didėjant skaitiklių horizontiniam ašių atstumui, didėja kreivių porų susikirtimų atstumas nuo lubų.

Minėtiems susikirtimams (A, B, C) švino 0,8 cm sluoksnis virš skaitiklių neturi jokios įtakos. Šį reiškinį reikia aiškinti tuo, kad naujai gaminamų šiose vietose spindulių skaičius iš švino, yra lygus absorbuojamų spindulių skaičiui iš lubų.

Šios fig. 11 ir fig. 10 kreivės, pažymėtos tik ratukais, vaizduoja koincidencijų kitimą su švino 0,8 cm sluoksniu, o su ratukais ir vertikaliniais brūkšniais — koincidencijų kitimą be švino sluoksnio. Šie vertikaliniai brūkšniai rodo taip pat ir matavimų paklaidas.

Šiam efektui galutinai patvirtinti buvo atliktas dar tuo pat fig. 8 dviejų skaitiklių įrengimu kitos rūšies matavimas.

Čia buvo laikomas skaitiklių atstumas nuo lubų pastovus, 285 cm, o keičiamas tik horizontinis skaitiklių ašių atstumas.

Lentelė 17.

2 — koinc. priklausomybė nuo skaitiklių ašių atstumo.

Ašių atstumas cm	10	16	25	50	110
2 — koinc. / val. be Pb	26,4±1,2	22,8±1,2	17,7±0,8	14,8±1,0	11,5±0,9
2 — koinc. / val. su 0,8 Pb	34,7±1.2	29,1±1,7	19,8±0,8	12,8±1,2	9,5±1,0
Koinc. prieauglis	+8,3	+6,3	+2,1	—2,0	—2,0

Lentelė 17 vaizduoja minimų matavimų duomenis.

Iš šios lentelės išbrėžtos kreivės fig. 12 rodo, kad švinas, kai yra didesni horizontiniai skaitiklių ašių atstumai, koincidencijų skaičių sumažina, o kai atstumai yra mažesni už 33 cm, priešingai, padidina.

Čia abscisų ašyje atidėta horizontiniai skaitiklių ašių atstumai, ordinatų — koincidencijų skaičius per valandą.

Čia, kaip ir ankstyvesniuose matavimuose, kiekviename atstume buvo atlikti du matavimai: vienas su švino sluoksniu, kitas be švino.

Abiejų fig. 12 kreivių bendra eiga yra visai panaši. Mažėjant skaitiklių ašių atstumui, koincidencijų skaičius auga. Ligi 33 cm atstumo koincidencijų skaičius didėja gana pamažu. Einant toliau, kreivės staigiai kyla aukštyn.

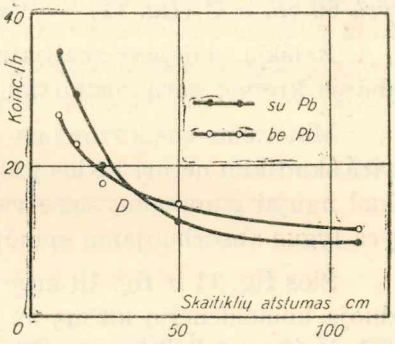


Fig. 12. Kreivių pora gauta fig. 8 skaitikliais 285 cm lubų atstume, keičiant horizontinį skaitiklių ašių atstumą nuo 10 iki 110 cm.

Iš šio reiškinio galima daryti išvadą, kad būriai turi didžiausią spindulių tankumą prie savo ašies.

Čia, kaip ir buvo laukta, kreivės persikirto 33 cm ašių atstume (D).

Šių keturių matavimų duomenims subendrinti sudaryta 18 lentelė.

Lentelė 18.

Kreivių porų susikirtimo padėtis.

Kreivių poros	Skaitiklių ašių atstumas cm	Persikirtimų atstumas cm	Koinc. skaičius persikirtimuose
A	10	60	42,5
B	16	160	33,5
C	25	185	23,0
D	33	285	16,5

Iš lentelės aiškiai matyti, kad horizontiniams skaitiklių atstumams didėjant, kreivių susikirtimai tolėja nuo lubų.

Kai ašių atstumas yra 10 cm, tai kreivės kerta viena antrą 60 cm atstume nuo lubų (A).

Esant 33 cm tarp skaitiklių ašių, susikirtimas įvyksta stalo aukštumoj, t. y. 285 cm atstume nuo lubų.

Ketvirtoji lentelės skiltis rodo koincidencijų skaičiaus augimą susikirtimų taškuose. Susikirtimas stalo aukštumoje (285 cm) davė tik 16,5, o susikirtimas 60 cm atstume davė 42,5 koinc./val.

Iš šios lentelės sudaryta fig. 13 geometrinė diagrama rodo tam tikrą kampą ϑ.

Šioje diagramoje visi matavimų duomenys atidėti tuo pačiu masteliu.

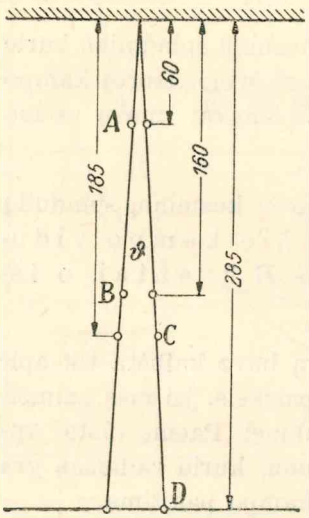


Fig. 13. Skaitiklių porų padėtis kreivių porų A, B, C ir D susikirtimuose.

Taške A (fig. 13) yra parodyta skaitiklių atstumas nuo lubų ir kartu jų ašių atstumas. Skaitikliai čia pažymėti ratukais. Taške A tarp ratukų yra 10 cm, taške B — 16 cm, C — 25 cm ir taške D — 33 cm.

Reiškia, taškuose A, B, C, D yra duoti skaitiklių ašių atstumai ir atitinkamų kreivių persikirtimų atstumai nuo lubų.

Šiai diagramai visi duomenys paimti iš lentelės 18.

Pro taip atidėtus skaitiklius, išvestos tiesios linijos, susikerta lubose.

Išvestos tiesės sudaro tam tikrą kampą ϑ. Šio kampo viduje švinas vamzdelių viršuje duoda koincidencijų prieauglį, o kampo išorėje jis koincidencijų skaičių mažina. Kampą sudarančioj riboj švinas jokios įtakos į koincidencijų skaičių nebeturi.

Brėžiny pažymėtas plokštumos kampas, bet iš tiesų čia turime tūrio kūginį kampą, nes būrių spinduliai eina įvairiomis kryptimis.

Iš šio brėžinio (fig. 13) galima labai lengvai apskaičiuoti kampo ϑ didumą.

$$\vartheta = 2 \operatorname{arc\,tg} \frac{b}{2a},$$

kur a — reiškia trikampio aukštinę, b — trikampio pagrindą.

Iš šios formulės apskaičiuotas kampas ϑ yra tik apie 7^0.

Iš to, kad švinas kampo viduje koincidencijų skaičių didina, o išorėje koincidencijų skaičių mažina, galima gauti gana įdomių išvadų. Apskritai galima pasakyti, kad spindulių būrys yra sudarytas ne iš vienos rūšies spindulių ir kad tie spinduliai yra ne homogeniškai išsiskirstę.

Šio mažo kampo viduje vyrauja kietesnieji spinduliai, kurie dar smarkiai gamina naujus spindulius iš švino. Išorėj kampo yra mažo skvarbumo spinduliai, kurie lengvai mažų švino sluoksnių absorbuojami.

Laikantis Geiger'io ir Fünfer'io[30]) kosminių spindulių lentelės, galima prileisti, kad šio kampo viduje yra daugumoj intensyvūs B kvantai, o išorėj — C dalelės.

Reikia pastebėti, kad čia visą laiką buvo kalbėta tik apie vieną vertikalų lubų tašką. Dalykas nepasikeis, jei mes paimsime lubų taškus, artimus vertikaliai linkmei. Paėmę plotą, aprėžtą aplink vertikalią linkmę apskritimu, kurio radiusas yra vienas metras, gausime labai nežymų kampo pakitimą.

Tolimesnės vietos, už metro nuo vertikalios linkmės, procentiniai į gaunamas koincidencijas neturės jokios įtakos.

Šis nustatytas 7^0 kampas duoda bendrą antrinių kosminių spindulių energijos pasiskirstymo vaizdą[31]).

---

30) H. Geiger ir E. Fünfer, Zs. f. Phys. 93, 543, 1935.

31) H. Geiger, Phys. Zs. 38, 937, 1937.

9. 4 — koincidencijų matavimai kambary.

Nors medžiagos minėtam kampui ϑ nustatyti yra pakankamai, bet galutinai patvirtinti buvo dar atlikta pora matavimų keturiais skaitikliais.

Šiems matavimams tiko B o t h e konstrukcijos stiprintuvas, kurio schema duota fig. 1. Skaitikliai čia buvo vartoti 4 po 27 cm ilgio ir 3 cm diametro. Jų sieneles sudarė variniai vamzdžiai su stikliniais kamščiais galuose. Pripildyti buvo aukšiau aprašytoj proporcijoj argono ir alkoholio mišinio.

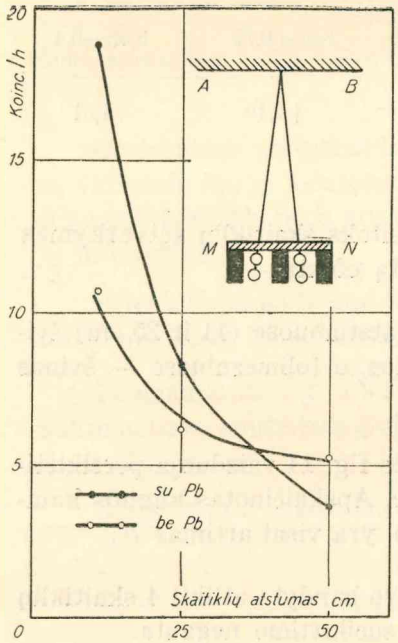


Fig. 14. Kreivių pora gauta keturgubomis koincidencijomis, keičiant horizontinį skaitiklių porų atstumą. AB — betoninės lubos. MN — keičiamas švino sluoksnis. Juodi bruožai vaizduoja švino plytas. Dvi poros ratukų reiškia 4 skaitiklius.

Fig. 14 vaizduoja bendrą skaitiklių įrengimo schemą. AB čia pažymi kambario lubas, MN — keičiamą švino sluoksnį, dvi poros ratukų — 4 skaitiklius ir 3 juodi bruožai reiškia švino plytas. Vidujinė plyta buvo 5 cm storumo, išorinės po 2,5 cm. Šiuose matavimuose buvo keičiama tik horizontinis skaitiklių porų atstumas.

MN — visą laiką buvo dedamas 0,8 cm švino sluoksnis. Kiekviename skaitiklių porų atstume koincidencijos buvo matuojamos su MN sluoksniu ir be jo.

Lubų AB atstumas čia buvo laikomas pastovus, 285 cm.

Kad įvyktų 4 — koincidencijos, čia reikia minimum dviejų, ateinančių iš lubų, spindulių.

Lentelė 19.

4 — koinc. priklausomybė nuo skaitiklių vertikalių porų atstumo.

Skaitiklių porų atstumas cm	11	25	50
4 — koinc./val. be Pb	10,7±1,2	6,10±0,70	5,16±0,50
4 — koinc./val. su 0,8 Pb	18,8±1,0	8,26±0,70	3,55±0,4
Koinc. prieauglis	+8,1	+2,16	—1,61

Iš lentelės 19 matyti, kad ir šitoks skaitiklių sutvarkymas (fig. 19) patvirtina aukščiau gautą efektą.

Pradžioj, artimesniuose porų atstumuose (11 ir 25 cm) švinas duoda koincidencijų prieauglius, o tolimesniuose — švinas koincidencijų skaičių mažina.

Iš lentelės 19 išbrėžtos kreivės fig. 14 vaizduoja persikirtimą 36 cm skaitiklių porų atstume. Apskaičiuotas kūginis kampas ϑ tik iš šio vieno persikirtimo, yra visai artimas 7^0.

Minėtos rūšies matavimus buvo bandyta atlikti 4 skaitiklių įrengimu fig. 16, bet čia kreivių susikirtimo negauta.

Fig. 16 visi 4 skaitikliai buvo laikomi horizontinėje plokštumoj ir juose be viršutinio švino AB (0,8 cm) galėjo 4 — koincidenciją sukelti tik keturi, einą iš lubų, spinduliai. Su švinu AB gali 4 — koinc. sukelti tik du lubų spinduliai.

Reiškia, čia uždėjus šviną, tuoj pakitėja pagrindinės sąlygos.

Šiuo atveju, kaip ir buvo laukta, su švinu visą laiką gaunamas koincidencijų skaičius didesnis.

Lentelė 20.

4 — koinc. priklausomybė nuo skaitiklių horizontinių porų atstumo.

Skaitiklių porų atstumas cm	13	25	50	75
4 — koinc. / val. be Pb	8,0±0,9	3,29±0,36	2,08±0,40	1,41±0,25
4—koinc./val. su 0,8 Pb	14,5±1,2	5,43±0,60	2,60±0,50	1,98±0,29
Koinc. prieauglis	+6,5	+2,14	+0,54	+0,57

Horizontinis atstumas buvo matuojamas tarp skaitiklių porų vidurinių linijų. Lentelės 20 duomenys rodo, kad švinas dideliuose skaitiklių porų atstumuose (75 cm) duoda koincidencijų prieauglius.

Iš lentelės matyti, kad taip sutvarkyti skaitikliai duoda pakankamai mažą koincidencijų skaičių.

Pasinaudojus fig. 16 skaitiklių sutvarkymu, 13 cm porų atstume buvo gauta palyginimui „R o s s i kreivė", atvaizduota fig 9 (B).

Šiuose matavimuose buvo keičiamas tik švino sluoksnis AB.

Lentelė 21.

4 — koinc. duomenys „Rossi kreivei" kambary.

Švino AB sluoksnis cm	0	0,4	0,8	1,0	1,2	1,6	2,3	3.0
4 — koinc./val.	8,0	13,0	14,1	13,8	12,6	13,3	12,6	10,1
Stat. klaida	±0,9	±1,0	±1·5	±1,0	±1,2	±0,9	±1,3	±0,8
Matavimo laikas val.	10,0	12,0	57,3	12,5	8,5	17,0	7,2	15,0

Iš lentelės 21 ir fig. 9 kreivės B matyti, kad koincidencijų maksimumas gaunamas su 0,8 cm švino sluoksniu. Tuo tarpu, tame pat kambary ir tokiam pat atstume nuo lubų (285 cm) fig. 2 skaitiklių įrengimu buvo gautas maksimumas su 1,1 cm švino sluoksniu.

Maksimumų nevienodumas pirmiausia priklauso nuo to, kad, vykstant sakytoms koincidencijoms, fig. 2 spinduliai turėjo kristi mažesniu kampu už fig. 16 spindulių kampą. Fig. 2 tarp 1 ir 2 skaitiklio buvo 5,5 cm, tuo tarpu fig. 16 tarp porų 13 cm. Iš nustatytos 13 diagramos žinome, kad būrių spinduliai, krintą mažesniu kampu, yra kietesni už krintančius to pat būrio spindulius didesniu kampu. Kietesnieji, eidami pro storesnius švino sluoksnius, duoda maksimumus, minkštesnieji — pro plonesnius.

Antra priežastis maksimumų skirtumui yra ta, kad fig. 2 užtenka minimum vieno spindulio, einančio pro šviną AB, o fig. 16 reikia minimum dviejų spindulių, kad gautume norimas koincidencijas.

Šias mintis patvirtina kreivė A (fig. 9), kuri gauta 16 cm skaitiklių atstume. Abiejų kreivių fig. 9 maksimumai labai gražiai sutampa, nors jie gauti visai skirtingom aparatūrom.

10. Palyginamieji matavimai atvirame ore.

Tolimesni matavimai buvo atlikti atviram ore ant instituto stogo. Stogas buvo išklotas cementinėm plytelėm, ant kurių buvo galima laisvai padėti stalus.

Pradžioj bandžiau pasistatyti palapinę tiesiai ant plytelių, bet dėl didėjančios rudens drėgmės visą laiką negalėjau dirbti. Drėgmė kambary ar ore aparatūrai turi labai didelę įtaką.

Drėgmei išvengti, pasistačiau palapinę ant trijų didelių stalų ir visą laiką elektriškai šildžiau, palaikydamas joje pastovią temperatūrą.

Reikia pastebėti, kad šitoks darbas labai vargino. Buvo rudens laikas (rugsėjo ir spalio mėn.). Dienomis saulė dar gerokai kaitino, naktimis buvo dažni lietūs ir žymiai šalčiau.

Palapinė buvo 190 cm ilgio, 140 cm pločio ir ties viduriu 80 cm aukščio. Į šalis nuo palapinės vidurio nuolaidžiai ėjo jos viršutinės dalys.

Šioje palapinėje buvo sutalpinta visa aparatūra, kurią sudarė aukštos įtampos 1600 voltų sausa baterija, didelė stiprintuvo dėžė, akumuliatoriai, skaitikliai, elektrometras, šildymo aparatūra ir visa eilė pagelbinių priemonių.

Aparatūrą tvarkyti viduje buvo galima tik klūpomis.

Dėl tokio didelio ankštumo aparatūra reikėjo labai rūpestingai apsaugoti nuo pašalinių indukcijų.

Ant stogo aparatūra veikė 6 savaites be pertraukos dieną ir naktį.

Pirmon eilėn atlikau 3 — koincidencijų matavimus fig. 4 parodytu būdu sutvarkytais skaitikliais. Čia laukiau didelio nulinio efekto skirtumo tarp matavimų kambary ir ore, bet minėtu skaitiklių įrengimu jokio skirtumo negavau. Tai aiškiai matyti fig. 4 iš kreivių A ir D, kurių pirmoji (A) gauta kambary stalo aukštumoj, antroji tomis pat sąlygomis atvirame ore.

Iš kreivių A ir D (fig. 4) matyti, kad spindulių intensyvumas ore yra apie du kart didesnis už intensyvumą kambary.

Jei intensyvumai kambary ir ore būtų lygūs, tai nulinis atskaitymas ore turėtų būti mažesnis už tokį pat atskaitymą kambary, nes nulinį atskaitymą kambary padidina lubų surišti spinduliai.

Antra vertus, galima pasakyti, kad lubos dalį spindulių intensyvumo sumažina. Dirbant taip sutvarkytais skaitikliais visai atsitiktinai nuliniai atskaitymai sutapo.

Kitu skaitiklių įrengimu, kaip vėliau pamatysime, nuliniai atskaitymai ore gauti žymiai mažesni.

Atlikęs minėtą palyginamąjį matavimą trimis skaitikliais, ėjau iš eilės prie kitų tolesnių matavimų dviem skaitikliais.

Su fig. 8 dviejų skaitiklių įrengimu persikėliau į palapinę.

Čia, kaip ir kambary, kiekviename skaitiklių atstume atlikau du matavimus: vieną be švino viršum skaitiklių, antrą su 0,8 cm švino sluoksniu.

Keisdamas horizontinį skaitiklių atstumą nuo 16 cm iki 100 cm, negavau jokio kreivių persikirtimo.

Aparatūra buvo vartojama visai tokia pat, kaip ir fig. 12 kreivėms.

Lentelė 22.

2 — koinc. priklausomybė nuo skaitiklių ašių atstumo ore.

Skaitiklių ašių atstumas cm	16	25	50	75	100
2 — koinc. / val. be Pb	12,6±0,9	12,2±0,8	6,7±0,8	6,9±0,5	6,9±0,6
2 — koinc. / val. su 0,8 Pb	22,4±1,1	16,2±1,3	8,5±0,7	8,3±0,6	7,4±0,5
Koinc. prieauglis	+9,8	+4,0	+1,8	+1,4	+0,5

Iš lentelės 22 matyti, kad švinas visą matavimo laiką koincidencijų skaičių didina. Išbrėžta iš lentelės 22 kreivių pora A fig. 15 dar aiškiau vaizduoja koincidencijų kitimą su švino sluoksniu ir be jo.

Kreivė pažymėta tik ratukais yra gauta su švino 0,8 cm sluoksniu virš skaitiklių, o kreivė pažymėta ratukais ir vertikaliniais brūkšniais gauta be švino sluoksnio, keičiant horiz. skaitiklių atstumą.

Iš kreivių A eigos matome, kad jos nesusikerta ir nelinkusios artimesniuose skaitiklių atstumuose susikirsti.

Šie matavimai ore daro pirmesnius matavimus kambary dar suprantamesnius.

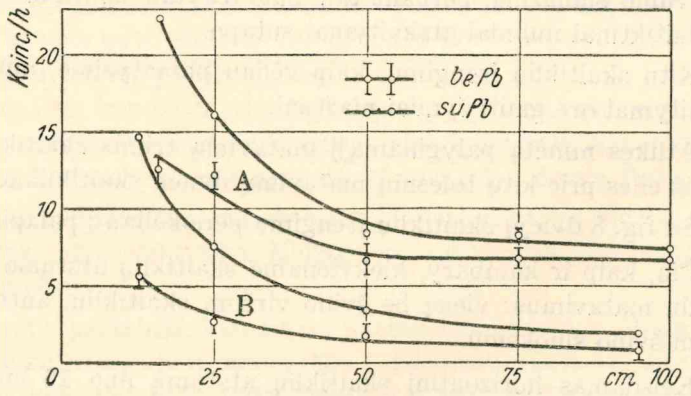


Fig. 15. Kreivės gautos atvirame ore, keičiant horizontinį skaitiklių ašių atstumą. Pora A gauta fig. 8 skaitikliais, pora B — fig. 16 skaitikliais. Abscisų ašyje atidėti horiz. skaitiklių atstumai.

Kambary dideli kiekiai antrinių spindulių eina iš pastovaus aukščio, t. y. iš lubų, o ore jie eina iš įvairių aukščių.

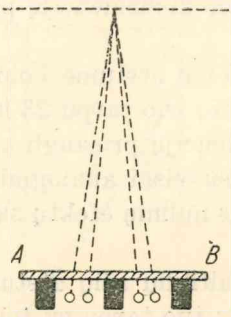


Fig. 16. Skaitiklių įrengimas keturguboms koincidencijoms matuoti. 4 ratukai reiškia skaitiklius. Juodi bruožai — švino plytas. AB — keičiamas švino sluoksnis. Keturios, einančios prasiskiriamai, linijos vaizduoja spindulius. Horiz. brūkšnelių linija reiškia atitinkamą oro sluoksnį.

Kietesnieji antriniai kosminiai spinduliai, eidami iš įvairių oro sluoksnių aukščių, užima ore žymiai didesnį plotą prie matuojamų aparatų, negu kietesnieji, eidami iš lubų, kambary.

Tolėjant skaitiklių atstumui, pradžioj ligi 50 cm atstumo intensyvumas staigiai puola, bet toliau kreivės eina beveik lygiagreta su abscisų ašimi.

Iš šių matavimų galima daryti išvadą, kad šiuo įrengimu gaudome spindulius ne iš labai tolimų atstumų.

Išeinant apytikriai iš aukščiau apskaičiuoto kampo ϑ, galima prileisti, kad daugumas spindulių ore registruojama šiuo skaitiklių įrengimu iš 5 m aukščio.

Šis pastarasis prileidimas yra labai hipotezinis.

Visai panašius matavimų duomenis gavau ir su fig. 16 4 — koinc. įrengimu.

Lentelė 23.

4 — koinc. priklausomybė nuo skaitiklių porų atstumo ore.

Skaitiklių porų atstumas cm	13	25	50	95
4 — koinc. / val. be Pb	5,6±0,6	2,7±0,4	1,85±0,38	0,80±0,28
4 — koinc. / val. su 0,8 Pb	14,7±1,1	7,6±0,9	3,42±0,39	1,92±0,38
Koinc. prieauglis	+9,1	+4,9	+1,57	+1,12

Čia taip pat buvo keičiamas tik horizontinis skaitiklių porų atstumas. Kiekviename atstume buvo atlikta matavimai su 0,8 cm švino sluoksniu ir be jo.

Išbrėžtos iš 23 lentelės kreivės B (fig. 15) rodo visai analoginę eigą kaip ir kreivės A.

Skirtumas čia yra tik tas, kad nuo švino koincidencijų procentinis prieauglis yra žymiai didesnis.

Pažvelgę į 22 lentelę, matome, kad 25 cm atstume koincidencijų prieauglis (4,0) sudaro tik apie 33%; tuo tarpu 23 lentelė rodo tam pat atstume (25 cm) koincidencijų prieauglį apie 190%. Palyginę minimus matavimus ore su visai analoginiais matavimais kambary, matome labai didelius nulinių efektų skirtumus.

Iš lentelės 17 matome, kad 16 cm skaitiklių ašių atstume be švino sluoksnio gauname 22,8 koinc./val.; tuo tarpu su tokiu pat skaitiklių įrengimu (fig. 8) ore gauname 12,6 koinc./val. (lent. 23).

Reiškia, nulinis koincidencijų atskaitymas (be švino) kambary yra apie 80% didesnis už tokį pat atskaitymą ore.

Palyginus 4 — koinc. matavimus (fig. 16) ore ir kambary, gauname taip pat nulinį atskaitymą ore mažesnį apie 43% (lent. 20 ir 23). Šitie palyginimai dar kartą pabrėžia, kad antriniai lubų spinduliai turi labai didelę įtaką koincidencijų matavimams. Paskutiniais dviem eksperimentais noriu parodyti, kurią įtaką turi 4 — koincidencijoms didesni švino sluoksniai.

Šiems minimiems eksperimentams panaudojau taip pat fig. 16 įrengimą.

Prie 13 cm skaitiklių porų atstumo pradėjau dėti viršum skaitiklių 5 cm atstume įvairius švino sluoksnius nuo 0 iki 3 cm.

Lentelė 24.

4 — koinc. duomenys „Rossi kreivei" ore 13 cm skaitiklių porų atstume.

Švino sluogsnis AB cm	0	0,8	1,2	1,6	2,0	3,0
4 — koinc. / val.	5,6	10,1	14,7	12,0	12,6	10,3
Stat. klaida	±0,6	±1,3	±1,1	±0,7	±0,9	±1,1
Matavimo laikas val.	16,5	6,0	12,1	24,5	16,0	9,0

Iš 24 lentelės išbrėžta kreivė 4 fig. 17 turi Rossi kreivės formą. Kreivės maksimumas gaunamas su 1,2 cm Pb. Tokiu pat skaitiklių įrengimu kambary maksimumas kreivės buvo gautas (fig. 9 B) su 0,8 cm Pb. Ir šis palyginimas sako tą pat, ką ir fig. 4 kreivės. Ten irgi kreivių maksimumai kambary yra gauti su žymiai mažesniais švino sluoksniais (A, B, C ir D). Kreivių maksimumai charakterizuoja spindulių kietumą.

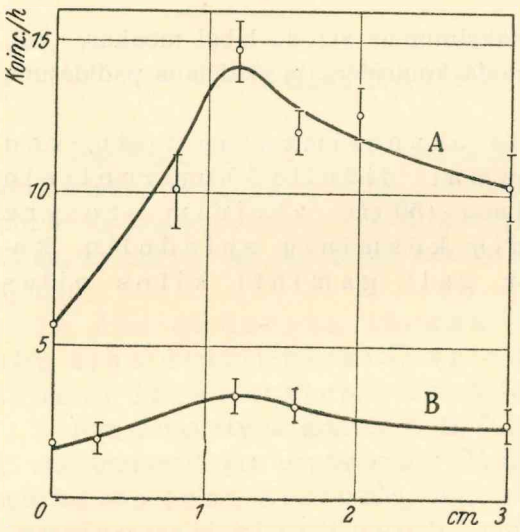


Fig. 17. Kreivės gautos fig. 16 skaitikliais atvirame ore. A gauta 13 cm skaitiklių porų atstume, B — 50 cm atstume.

Reikia manyti, kad spinduliai, duodą maksimumus prie minėtų skaitiklių įrengimų ore, yra žymiai kietesni už spindulius, kurie duoda maksimumus prie tų pat skaitiklių įrengimų kambary.

Visai analoginis matavimas buvo atliktas ir skaitiklių porų 50 cm atstume.

Lentelė 25.

4 — koinc. duomenys „Rossi kreivei" ore 50 cm skaitiklių porų atstume.

Švino sluoksnis AB cm	0	0,3	1,2	1,6	3,0
4 — koinc. / val.	1,85	1,90	3,42	3,07	2,40
Stat. klaida	±0,38	±0,37	±0,39	±0,58	±0,47
Matavimo laikas val.	13,0	13,5	22,5	9,1	10,0

Kreivė B fig. 17 grafiškai vaizduoja 25 lentelės duomenis. Čia, kaip ir kreivei A, maksimumas gautas toje pat vietoj su 1,2 cm Pb.

Nors šis kreivės maksimumas atrodo labai menkas, bet, imant procentais, jis duoda koincidencijų skaičiaus padidėjimą apie 80%.

Šis pastarasis eksperimentas rodo, kad ir prie pakankamai didelio horizontinio skaitiklių atstumo (50 cm) atviram ore yra surištų[32]) antrinių kosminių spindulių, kurie pakeliui dar gali gaminti kitos eilės spindulius.

32) Spinduliai, einą iš vieno bendro centro, vadinami surištais spinduliais.

SANTRAUKA.

1. Naudojantis trigubų koincidencijų Bothe - Mott - Smith' metodo stiprintuvu su fig. 2 nurodytu būdu sutvarkytais skaitikliais nustatyta fig. 3 kreivė, kuri rodo nulinio efekto didėjimą, kylant su visa aparatūra aukštyn prie instituto betoninių lubų.

Iš čia padaryta išvada, kad iš minėtų lubų eina dideli kiekiai spindulių būrių, kuriuos sudaro antriniai kosminiai spinduliai.

2. Fig. 4 nustatytos kreivės A, B, C ir D rodo, kad „Rossi maksimumai" yra nepastovūs. Čia, atsižvelgus į kambario lubų atstumą, parodoma, kad maksimumas gali kitėti nuo 0,5 cm Pb iki 2,0 cm Pb.

Kreivė A gauta 260 cm, B — 120 cm ir C — 15 cm lubų atstume, o kreivė D gauta atvirame ore.

3. Iš fig. 5 kreivių A, B, C, D ir E nustatyta geležies sluoksnio, esančio virš kambario lubų, įtaka trigubų koincidencijų matavimams kambary.

Kreivės A ir B yra gautos 30 cm lubų atstume. A gauta be geležies sluoksnio, B su geležies sluoksniu 1,4 cm virš kambario lubų. C, D ir E — visos gautos 15 cm lubų atstume. C gauta be geležies sluoksnio, D — su geležies 3 cm sluoksniu ir E — su geležies 4,5 cm sluoksniu virš kambario lubų.

4. Fig. 7 kreivės A ir B, gautos fig. 6 nurodytu būdu sutvarkytais skaitikliais, vaizduoja visai skirtingas charakteristikas. A — gauta 285 cm, B — 18 cm lubų atstume.

Kreivė B yra gryna absorbcijos kreivė.

5. Fig. 9 kreivės A ir B abi turi „Rossi kreivės" vaizdą. A nustatyta su fig. 8 nurodytu būdu sutvarkytais skaitikliais 16 cm skaitiklių ašių atstume. B gauta su fig. 16 skaitikliais 13 cm skaitiklių porų atstume. Abi kreivės gautos tam pat kambary stalo aukštyje.

Šie matavimai rodo, kad ir vieni antriniai spinduliai gali duoti Rossi maksimumą.

6. Naudojantis fig. 8 būdu sutvarkytais skaitikliais nustatytos kreivių poros A, B, C, D (fig. 10, 11 ir 12) rodo persikirtimus, kuriuose 0,8 cm storumo švino sluoksnis, esąs skaitiklių viršuje, neturi jokios įtakos koincidencijų skaičiui.

Iš šių kreivių susikirtimo taškų (A, B, C, D) sudaryta diagrama (fig. 13), kuri rodo kampą ϑ lygų 7^0.

0,8 cm švino sluoksnis viršum skaitiklių, šio kampo viduje, duoda koincidencijų skaičiaus prieauglį, o kampo išorėje tas pat švino sluoksnis koincidencijų skaičių mažina.

Reikia prileisti, kad šio kampo viduje daugumoj yra B — kvantai, o išorėje C — dalelės.

7. Fig. 14 keturgubų koincidencijų matavimai patvirtina minėto kampo ϑ dydį.

Iš šioje (fig. 14) figūroje parodyto kreivių susikirtimo išskaičiuotas kampas yra visai artimas 7^0.

8. Fig. 15 kreivės A ir B, nustatytos atvirame ore, turi visai skirtingas savybes, negu taip pat sutvarkytais skaitikliais anksčiau nustatytos kreivės kambary (fig. 10, 11 ir 12). A gauta fig. 8, o B — fig. 16 nurodytu būdu sutvarkytais skaitikliais.

9. Fig. 17 kreivės, nustatytos atvirame ore fig. 16 skaitikliais, rodo maksimumus, kai Pb yra 1,2 cm. Kreivė A — gauta 13 cm, B — 50 cm skaitiklių porų atstume. Kreivė B nusako, kad pakankamai dideliame horizontiniame skaitiklių atstume (50 cm) ir atvirame ore dar galima konstatuoti surištų antrinių kosminių spindulių, kurie pakeliui dar gali gaminti kitos eilės spindulius.

Šio darbo eksperimentinė dalis atlikta 1936/7 mokslo metais Charlotenburg'o Aukštosios Technikos Mokyklos Fizikos Institute. Darbui vadovavo ir temą davė fizikos instituto direktorius prof. dr. H. Geiger'is.

Šioje vietoje malonu man pareikšti giliausią padėką p. prof. dr. H. Geiger'iui už tai, kad neatsisakė priimti mane savo institutan, sudarė man labai geras darbo sąlygas, visą laiką domėjosi mano darbu ir nuoširdžiai teikė didžiai vertingų patarimų.

Esu giliai dėkingas p. dr. habil. O. H a x e l'iui ir p. dr. E. S t u h l i n g e r'iui už draugišką palankumą, visokeriopą ir nuoširdžią paramą šį darbą dirbant.

Taip pat jaučiu malonią pareigą išreikšti nuoširdžiausią padėką V. D. U. Matematikos - Gamtos Fakulteto Tarybai ir p. Dekanui prof. Z. Žemaičiui už komandiruotę ir ypatingai p. Fizikos katedros vedėjui prof. Ig. Končiui už visokeriopus rūpesčius, susijusius su mano komandiruote, ir už nuoširdžius patarimus šį darbą rašant.

ZUR KENNTNIS DER ENERGIEVERTEILUNG IN SEKUNDÄREN KOSMISCHEN STRAHLENSCHAUERN.

Zusammenfassung.

1. Mit Hilfe des Bothe - Mott - Smith'schen Verstärkers wurde in der in Fig. 2 engegebenen Anordnung durch Dreifachkoinzidenzmessungen die Kurve der Fig. 3 erhalten. Sie zeigt eine Vergrösserung des Null - Effektes, wenn man die Apparatur der Betondecke des Instituts nähert.

Hieraus wird die Folgerung gezogen, dass aus der Decke viele Strahlenschauer entweichen, welche aus sekundären kosmischen Strahlen bestehen.

2. Die in Fig. 4 dargestellten Kurven A, B, C und D zeigen die Unbeständigkeit des „Rossi - Maximums". Hier wird gezeigt, dass das Maximum sich mit Rücksicht auf die Entfernung von der Zimerdecke zwischen 0,5 und 2,0 cm Pb bewegen kann. Die Kurve A wurde in 260 cm, B — 120 cm, C — 15 cm Entfernung von der Decke und D in freier Luft erhalten.

3. Die Kurven A, B, C, D und E der Fig. 5 zeigen den Einfluss einer Eisenschicht über der Decke auf die Messungen der Dreifachkoinzidenzen im Zimmer.

Die Kurven A und B wurden bei einer Entfernung von 30 cm von der Decke erhalten und zwar A ohne Eisenschicht, B mit einer solchen von 1,4 cm Stärke. Die Kurven C, D und E ergaben sich bei einer Entfernung von 15 cm von der Decke und zwar C ohne Eisenschicht, D mit einer solchen von 3 cm Stärke und E mit einer 4,5 cm starken Eisenschicht auf der Zimmerdecke.

4. Die Kurven der Fig. 7 wurden mit der in Fig. 6 dargestellten Anordnung erhalten. Sie zeigen ganz verschiedenen Charakter. A ergab sich in einer Entfernung von 285 cm und B 18 cm von der Zimmerdecke. Die letztere Kurve ist eine reine Absorptionskurve.

5. Die Kurven der Fig. 9 haben beide das Aussehen der „Rossi - Kurve". Kurve A wurde mit der Anordnung der Fig. 8 erhalten; die Entfernung der Zählerachsen betrug dabei 16 cm. Die Kurve B ergab sich mit der in Fig. 16 wiedergegebenen Zähleranordnung; die Zählerpaare waren dabei 13 cm voneinander entfernt. Beide Kurven wurde in demselben Zimmer in Tischhöhe aufgenommen.

Diese Messungen zeigen, dass auch die sekundären Strahlen allein das „Rossi-Maximum" ergeben können.

6. Mittels der in Fig. 8 dargestellten Anordnung gewonnene Kurvenpaare A, B, C u. D (Fig. 10, 11, u. 12) zeigen Schnittpunkte, in welchen eine Bleischicht von 0,8 cm Stärke über den Zählern keinen Einfluss auf die Koinzidenzzahl ausübt.

Das aus diesen Schnittpunkten (A, B, C und D) aufgestellte Diagramm (Fig. 13) ergibt den Winkel $\vartheta = 7^0$. Innerhalb dieses Winkels verursacht eine 0,8 cm starke Bleischicht über den Zählern eine Zunahme der Koinzidenzzahl, während ausserhalb desselben die letztere durch die gleiche Bleischicht verringert wird.

Es ist anzunehmen, dass ins Innere des Kegels mit diesem Winkel hauptsächlich B — Quanten gelangen, während die Wirkungen ausserhalb desselben hauptsächlich von C — Teilchen herrühren.

7. Die Vierfachkoinzidenzmessungen der Fig. 14 bestätigen die Grösse des genanten Winkels ϑ. Der aus dem hier gezeigten Schnittpunkt der Kurven berechnete Winkel liegt ganz nahe bei 7^0.

8. Die Kurven der Fig. 15, welche in offener Luft aufgenommen worden sind, besitzen ganz andere Eigenschaften, als die mit denselben Anordnungen im Zimmer erhaltenen (Fig. 10, 11 und 12).

Die Kurve A ergab sich mit der in Fig. 8, B mit der in Fig. 16 wiedergegebenen Zähleranordnung.

9. Die mit der Anordnung der Fig. 16 in offener Luft aufgenommenen Kurven der Fig. 17 zeigen Maxima bei 1,2 cm Pb.

Die Kurve A wurde bei einer Entfernung der Zählerpaare von 13 cm, B bei einer solchen von 50 cm erhalten.

Die Kurve B ergibt, dass in offener Luft auch bei verhältnismässig grosser Entfernung der Zähler (50 cm) noch gekoppelte sekundäre Strahlen feststellbar sind, welche unterwegs Strahlen anderer Ordnung erzeugen können.

Der experimentelle Teil der vorliegenden Arbeit wurde in der Zeit von November 1936 bis November 1937 im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Berlin - Charlottenburg ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Direktor dieses Instituts, Herrn Prof. Dr. H. Geiger, welcher zu dieser Arbeit die Anregung gab und mir sehr günstige Arbeitsbedingungen schuf, hierfür, sowie für die freundliche Aufnahme in seinem Institut und wertvolle Ratschläge bei der Ausführung der versuche an dieser Stelle aufrichtigst zu danken.

Ferner möchte ich den Herren Dr. habil. O. Haxel und Dr. E. Stuhlinger für ihr freundliches Wohlwollen und aufrichtige Unterstützung dieser Arbeit meinen tiefsten Dank aussprechen.

Endlich gebührt mein aufrichtigster Dank der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der V. D. Universität, ihrem Dekan, Herrn Prof. Z. Žemaitis, sowie insbesondere meinem hochverehrten Chef, Herrn Prof. Ig. Končius, für die Erteilung der Möglichkeit, meine Studien im Auslande zu vertiefen. Herrn Prof. Ig. Končius bin ich ausserdem für seine wertvollen Ratschläge bei der Abfassung dieser Arbeit herzlichst dankbar.

Kaunas, 1938.III.1.

ANTANAS ŽVIRONAS

GYVOJO SIDABRO REZONANSO 2537 A LINIJOS HIPERFEINSTRUKTŪROS ZEEMANO EFEKTAS

III

ÜBER DEN ZEEMANEFFEKT DER HYPERFEINSTRUKTUR DER QUECKSILBERRESONANZLINIE 2537 A. E.

III

Gyvojo sidabro rezonanso 2537 A linijos hiperfeinstruktūros Zeemano efektas

III[1])

Pirmuoju mano darbu (21), kuriame, panaudojus filtruotą vienos tik trumpabangės hiperfeinstruktūros linijos (— 25,4 linijos) π šviesą, tirtos anomalinės Zeemano π komponentos, nustatyta, kad eksperimentiniai duomenys, aplamai imant, sudera su teoretine magnetinio hiperfeinstruktūros suskilimo schema. Šio darbo duomenimis pasirėmęs, Schueler'io ir Keyston'o (15) pateiktoje gyvojo sidabro linijos 2537 A struktūros schemoje Inglis'as (2) padarė smulkią korektūrą.

Antrajam darbe (22), atliekant hiperfeinstruktūros Zeemano δ komponentų tyrimus magnetiniuose laukuose iki 7.700 gausų, taip pat konstatuotas geras eksperimentinių ir teoretinių duomenų sutapimas. Be to, dar išskaičiuoti keli atstumai tarp kai kurių hiperfeinstruktūros linijų, išnagrinėtos kai kurios linijos struktūros, taip pat ir jos Zeemano efekto detalės[2]).

Analoginius tyrimus pravartu buvo tęsti toliau, aiškinant anuose darbuose (I ir II) iškeltus klausimus, pasekant linijos hiperfeinstruktūros Zeemano efektą stipresniuose magneti-

---

[1]) Žemiau skelbiamieji tyrimai atlikti 1934—36 m. bėgyje. 1936 m. pradžioje dėl ligos (chroniško apsinuodijimo su gyvojo sidabro garais) jie buvo sustabdyti, nepriėjus iki sumanytos pabaigos. Šiuo laiku, negalint tyrimų tęsti toliau, skelbiami prieš du metus gautieji rezultatai. Juos surašant, dėl tos pat priežasties (ligos) negalėta kaip reikiant pasinaudoti visa pastarųjų dviejų metų to klausimo literatūra.

Provizoriniai tyrimų duomenys paskelbti anglų spaudoje (Nature 137, 531, 1936). Atitaisytina yra to rašinio korektūros klaida: atstumai tarp hiperfeinstruktūros linijų turi būti išreikšti „mili-A" vienetais, o ne „A" vienetais, kaip kad tekste atspausdinta.

[2]) Abu šie darbai 1931—33 metais atlikti Ciuricho Universiteto Fizikos Institute. Pirmasis darbas (21) šiame tekste žymimas „I", o antrasis (22) — „II".

niuose laukuose. Paakinimą be to dar sudarė jau tyrimams įpusėjus (1936 m.) paskelbtas naujas Mrozowski'o (9) darbas, kuriame kritiškai vertinama minėtoji Inglis'o padarytoji hiperfeinstruktūros korektūra, taip pat pareiškiama kai kurių rezervų dėl mano tyrimuose vartojamo metodo tinkamumo, aparatūros jautrumo tokiom smulkiom korektūrom daryti.

METODAS IR APARATŪRA

Šio darbo metodas, apskritai imant, yra toks pats, kaip ir anksčiau (I ir II) vartotasis, būtent:

1. Šviesos šaltiniu imama Wood'o (18) išrastoji gyvojo sidabro rezonanso linijos 2537 A šviesa. Panaudojant vėlesnių tyrinėtojų — Schein (13), Kunze (3), Zeemansky (19) — rezonanso šviesos sužadinimo patyrimus, gaunama pakankamai intensyvi rezonanso linija, kurios forma yra labai artima teoretiškai reprodukuojamai linijos Dopplerio formai.

2. Rezonanso linijos intensyvumas, jos absorbcijos kitimai magnetinio lauko poveikyje nustatomi fotoelektriniu Malinowski'o - Schein'o (5, 13) nutiestu keliu, vadinamu „rezonanso kreivių" metodu, kuris suteikia didelę aikštinamąją galią, žymiai pranešančią spektroskopinių aparatų aikštinamąją galią.

3. Mrozowski'o (7, 8) filtravimo metodas įgalina iš sudėtingos hiperfeinstruktūros išskirti paskiras linijas ir tuo būdu leidžia Zeemano efektą tirti suprastintomis sąlygomis.

Kombinuojant šiuos tris paskirai išrutuliotus ir gerai ištobulintus tyrimo metodus, sudarytas jungtinis metodas, visiškai tinkąs sumanytiems tyrimams atlikti.

Fig. 1 schematiškai vaizduoja šį metodą realizuojančią tyrimo aparatūrą.

Ją aprašant, ilgiau sustosiu ties tomis dalimis, kurios naujai šiame darbe pritaikytos, patobulintos arba kuo skiriasi nuo anksčiau vartotų.

Rezonanso šviesai sužadinti vartojama „Heraeus" firmos kvarcinė gyvojo sidabro garų lempa Hg L. Jos šviesos lankas (7 cm ilgio) pritaikytas laikyti horizontinėj plokštumoj. Lempa aklinai pritaisyta prie dangtelio, kuris užvožia metalinę vėsintuvo dėžę. Instituto vandentiekio vanduo nešvarus. Todėl lempai vėsinti įtaisytas specialus įrengimas: 15 litrų talpos stik-

linis indas pripiltas apie 12 litrų destilinto vandens, germetiškai užkimštas, pro jo gurklį išvesti trys kranais aprūpinti stikliniai vamzdeliai; šis vandens rezervuaras apverstu žemyn gurkliu iškeltas per 2 m nuo grindų lygmens; du jo vamzdeliai guminėmis žarnelėmis sujungti su vėsintuvo dėže, o trečias — su vandentiekio varomu vandeninės čiurkšlės oro siurbliu. Siurbliui veikiant ir jam vienu vamzdeliu siurbiant orą iš vandens rezervuaro, atmosferos slėgimo veikiamas vanduo iš vėsintuvo dėžės kyla aukštyn į rezervuarą, o kitu vamzdeliu vanduo iš rezervuaro bėga žemyn į vėsintuvo dėžę (rezervuaro ir dėžės vandens lygių skirtumas sudaro apie 1,5 m). Vandens lygio aukštis vėsintuvo dėžėj taip nureguliuojamas, kad jame įmerktos kvarcinės lempos viršutinė paviršiaus dalis

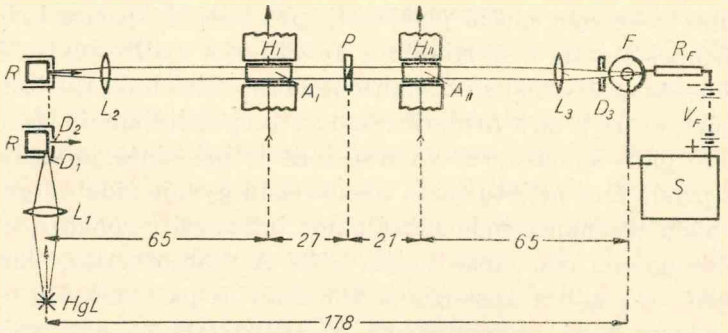


Fig. 1. Tyrimų aparatūros schema.
Fig. 1. Versuchsanordnung.

vos kyšo iš vandens. Vandens cirkuliacija darbo metu vyksta tolydžiai, vandens lygio aukštis nesikeičia, jo temperatūra vėsintuvo dėžėj nusistovi ir laikosi 2—5°C aukštesnė, kaip kambario temperatūra. Kad taip vėsinamos lempos lankas kiek galint pastoviau degtų, į lempos grandinę įjungta didelės saviindukcijos transformatoriaus špūlė. Vėsinimo dėžės dugne pritaisytas vertikališkai besilaikąs pasagos formos magnetas, taip kad lempos šviesos lankas atsieina kaip tik tarp jo polių; silpnas magnetinis laukas (apie 100 gausų stiprumo) lempos šviesos lanką spaudžia išorės kvarcinių sienelių link. Šiomis vėsinimo ir magnetinio lauko priemonėmis lempos spinduliuojamos emisijos linijos apsaugojamos nuo reabsorbcijos, laiduojamas didesnis ultravioletinės šviesos intensyvumas.

Kvarcinės Hg lempos šviesa, praėjusi pro vėsintuvo dėžės išpiovą, dviejų abipus iškilių linzių L_1 nukreipiama aukštyn į rezonanso indą R. Jį sudaro „Heraeus“ firmos pagamintas iš paskirų (6) kvarcinių plokštelių sulydytas kūbas, kurio kraštinė yra 25 mm ilgio. Apatinė horizontinė kūbo sienelė, į kurią krinta Hg lempos šviesa, taip pat ir priekinė, fotocelės link nukreiptoji sienelė yra šlifuoto amorfinio kvarco. Prie vienos vertikalinės kūbo sienelės pritaisytas kvarcinis vamzdelis, kuriuo rezonanso indas sujungtas su aukšto vakuumo įrengimu, taip pat ir su atšakos vamzdeliu, kuriame yra keletas gramų gyvojo sidabro. Lęšis L_1 taip padėtas, kad intensyviausiai šviečiančios Hg lempos dalies vaizdas atsieitų kaip tik ties priekine rezonanso indo sienele. Ant rezonanso indo užmauta juodo popieriaus makštis, kurioje yra du plyšiai: horizontinis 5—8 mm pločio plyšys D_1, pro kurį iš apačios krinta Hg lempos šviesa, ir vertikalinis 15×15 mm dydžio plyšys D_2, pro kurį šviesa išeina iš rezonanso indo fotocelės link. Horizontinis plyšys (D_1) taip priderintas, kad tarp šviečiamojo gyvojo sidabro garų sluoksnio rezonanso inde ir priekinės jo sienelės (ties plyšiu D_2) neliktų jokių nenušviestų gyvojo sidabro garų. Tuo būdu rezonanso inde sužadinama intensyvi rezonanso šviesa, išvengiama rezonanso linijos 2537 A reabsorbcijos, kartu fotocelė kiek galint apsaugoma nuo įvairios pašalinės Hg lempos šviesos, kuri, atspindėdama ir išsibarstydama nuo įvairių rezonanso indo vietų, gali patekti į fotocelę.

Pro plyšį D_2 išėjusi rezonanso linijos šviesa patenka į renkamąjį amorfinio kvarco lęšį L_2, kuris ją maždaug lygiagretiškų horizontinių spindulių pluoštu (fig. 1 brėžinio plokštumoje) nukreipia fotocelės F link. Kitas tos pat rūšies lęšis L_3 šį spindulių pluoštą surenka fotocelės katode. Spindulių kelyje, lęšių L_2 ir L_3 tarpe, padėti du absorbcijos indai A_I ir A_{II}, atitinkamų elektromagnetų H_I ir H_{II} polių apžiodinti. Kiekvieną tokį indą sudaro misinginis cilindro formos vamzdis, kurio ašis sutampa su spindulių linkme. Prie abiejų vamzdžio galų piceinu prilipdytos apskritos, šlifuotos amorfinio kvarco plokštelės — langeliai rezonanso šviesai praeiti. Prie kiekvieno absorbcijos indo iš apačios ir iš viršaus prilydyti laibesni misinginiai vamzdeliai: ant apatinio užmautas ir piceinu prilipdytas stiklinis vamzdelis, į kurį įpilta kiek gyvojo sidabro;

viršutiniuoju vamzdeliu absorbcijos indas sujungtas su aukšto vakuumo įrengimu. Absorbcijos indas A_I yra 70 mm ilgio ir 20 mm skersmens. Absorbcijos indai A_{II} vartoti įvairūs: 30 ir 15 mm ilgio, 8, 6 ir 5 mm skersmens.

Gaede'o tipo sukamasis aliejaus siurblys sudaro parengiamąjį vakuumą (iki 1—2 mm Hg slėgimo), kurio slėgimas matuojamas paprastu čia pat įtaisytu gyvojo sidabro manometru. Aukštą vakuumą sudaro difuzinis gyvojo sidabro garų siurblys — iš plieno padirbdintas, elektriškai šildomas, vandentiekio vandeniu vėsinamas. Drėgmei pašalinti vakuumo aparatūra yra nuolatiniame kontakte su kalcio chlorido ir fosforo pentoksido rezervuarais. Aukšto vakuumo slėgimas apytikriai sprendžiamas iš vaizdo elektrinių išlydžių, kurie 4 voltų įtampos maitinamo transformatoriaus sužadinami su vakuumo aparatūra sujungtame išlydžių vamzdyje. Kai, difuzijos siurbliui veikiant, aptamsintam kambary pranyksta rusenamojo išlydžio šviesa, vien žalsvai fluorescuojant stikliniams vamzdeliams, tai vakuumo slėgimas kambario temperatūroje pasidaro bent jau mažesnis kaip 0,001 mm Hg. Šiomis slėgimo sąlygomis Hg lempos nušviestame inde R sužadinamas intensyvus gyvojo sidabro rezonanso linijos 2537 A švytėjimas. Gyvojo sidabro garai absorbcijos induose (A ir A_{II}) esti tose pačiose slėgimo bei temperatūros sąlygose.

Magnetiniams laukams sudaryti vartojami elektromagnetai H_I ir H_{II}.

Elektromagneto H_I šerdis — pasagos formos, cilindrinė, 80 mm skersmens, vertikališkai pastatyta. Ant abiejų šerdies galų, sudarančių horizontinę plokštumą, padėti polių antgaliai: dvi minkštos geležies prizmės, kurių vieni šonai yra kvadratinio piūvio (85×85 mm), o kiti priešingoje pusėje — formos keturkampės piramidės su nupiauta viršūne. Prizmės laisvai padėtos ant šerdies galų, taip kad abu minėti vertikaliniai kvadratinio piūvio šonai nukreipti viens prieš kitą. Vieną nuo kitos prizmes tolinant arba artinant, lengvai keičiamas polių nuotolis. Į prizmių kvadratinių šonų tarpą iš viršaus įspraudžiamos dvi tam tikro ilgio misinginės kaladėlės; tuo būdu polių plokštumos reikiamam nuotoly nustatomos viena su kita lygiagretiškai, laiduojamas per tai magnetinio lauko homogeniškumas. Ant abiejų šerdies galų užmautos špūlės, kurių kiekviena

turi 1.600 vijų. Maksimalinis ampervijų skaičius siekia 30.000 (kai magnetinamoji elektros srovė yra 10 amp.). Tyrimų metu elektromagnetu H_I sužadinamas 1.500 gausų stiprumo laukas, kuris gaunamas, kai, esant 22,5 mm polių nuotoliui, į jį leidžiama 0,90 amp. srovė. Šio elektromagneto šerdis ir prizmės padirbtos Siaurųjų Geležinkelių Dirbtuvėse, o visas kitas įrengimas atliktas Fizikos Laboratorijų Dirbtuvėse.

Magnetiniam laukui H_{II} sužadinti panaudotas demonstracijos reikalams skirtas elektromagnetas („Max Kohl" firmos) su cilindriniais 50 mm skersmens antgaliais. Šio nedidelio elektromagneto galiai sustiprinti ant jo esamų špulių užmautos dar antrinės špūlės, kurių kiekviena turi 450 vijų, taip kad jo galia beveik dvigubai padidėja, sudarydama apie 50.000 ampervijų (kai leidžiama 30 amp. elektros srovė). Esant 8,5 ir 7,5 mm polių nuotoliams, magnetiniai laukai siekia 11.000 ir 12.000 gausų. Į polių tarpą taip pat įspraustos atitinkamo ilgio misinginės kaladėlės.

Abiejų magnetinių laukų kryptis yra horizontinė ir statmeniška su šviesos spindulių linkme.

Magnetiniai laukai matuojami štandartinės indukcijos špūlelės metodu[3]).

---

[3]) Štandartinė špūlelė yra gintarinė, 0,756 cm radiuso (r_0); ant jos užvyniota 0,020 cm skersmens vielos 26 vijos (n), taip kad šios špūlelės vijų plotas $q = {}^1/_3\pi\ (r_0^2 + r_0.r_1 + r_1^2).n = 47{,}937$ [vijų × cm²], kur r_1 yra špūlelės išorės radiusas, kuris gaunasi prie radiuso r_0 pridėjus dar vielos skersmenį ($r_1 = 0{,}776$ cm).

Šiuo metodu matuojant magnetinio lauko stiprumą, tenka dar turėti solenoidą su užmauta ant jo antrine špūle. Ilgo solenoido vijų skaičius vieno cm ilgyje L = 11,87. Antrinės ant jo užmautos špūlės vidaus radiusas $R_0 = 0{,}700$ cm, išorės radiusas $R_1 = 0{,}730$ cm (vielos skersmuo 0,030 cm) ir vijų skaičius $N = 149$, taip kad šios špūlės vijų plotas $Q = {}^1/_3\pi\ (R_0^2 + R_0.R_1 + R_1^2).N = 239{,}4$ [vijų × cm²].

Praleidus pro solenoidą i_0 amp. stiprumo elektros srovę, ant jo užmautoje antrinėje špūlėje sužadinamas magnetinis sriautas $\psi_0 = 0{,}4\pi.Q.L.i_0 = 3572\ i_0$. Srovę i_0 įjungiant arba išjungiant, arba magnetinį sriautą ψ_0 sužadinant arba panaikinant, antrinės solenoido špūlės galuose indukuojama įtampa, kurios dėliai atsiradusi elektros srovė praleidžiama pro balistinį galvanometrą, per tai gaunamas galvanometro atsilenkimas α_0. Padėjus štandartinę indukcijos špūlę, kuri yra įjungta į balistinio galvanometro ir minėtos antrinės solenoido špūlės grandinę, į matuojamąjį magnetinį lauką taip, kad lauko jėgų linijos būtų statmeniškos su štandartinės špūlelės vijomis, pro ją eina magnetinis

Kiekvienam pakeistam elektromagneto H_{II} polių nuotoliui sudaryta paskira magnetinimo kreivė: $H = f(i)$, kur magnetinamoji elektros srovė nuosakiai didinama nuo 0 iki 30 amp. Tyrimų metu einama tik didėjančių magnetinių laukų linkme, niekuomet jų nemažinant. Prieš kiekvieną matavimą elektromagnetas H_{II} demagnetinamas, vartojant komutuojamų ir nuosakiai mažinamų magnetinamųjų elektros srovių metodą; pvz., priėjus iki 0,05 amp. srovės, H_{II} lauko likučiai tesiekia 5—10 gausų.

Elektromagneto H_I sudaromasai laukas nuodugniau netirtas, nes tyrimų metu jis nekeičiamas.

Elektros srovėms tiksliai matuoti vartoti „Hartmann & Braun" firmos tipo W precizijos ampermetrai (Nr. 1075984 ir Nr. 1039384). „Hartmann & Braun" firmos galvanometro jautrumas 10^{-10} amp./mm eilės. Atstumas tarp galvanometro judamos špulelės veidrodėlio ir žiūrono skalės visų tyrimų metu buvo 180 cm. Gaunant didesnius kaip 150 mm atsilenkimus, tiesiaeigės skalės dalmenys redukuoti lanko formos skalei.

Rezonanso šviesos kelyje, tarp absorbcijos indų A_I ir A_{II}, padėtas ultravioletinės šviesos poliarizintuvas P — kūbinė Glano prizmė, kurios briauna 18 mm ilgio. Prizmė įdėta į misinginį aptaisą, kuris kartu su ja sukiojasi kitame, su pirmuoju koncentriškame, laipsniais graduotame aptaise. Glano prizmę sukant apie horizontinę, su rezonanso šviesos spindulių linkme sutampančią ašį, ji nustatoma taip, kad elektriškas vektorius būtų statmeniškas su magnetinių laukų (H_I ir H_{II}) linijomis. Pradžioje ši poliarizintuvo „statmeniška pozicija" nustatoma apytikriai: pasigavus matomosios šviesos poliarizintuvo — Nikolio prizmės, — kurios poliarizacijos plokštumos kryptis matyti iš jos rombinio piūvio formos; paženklinama ta

---

sriautas $\psi_x = Hx.q$, kur q štandartinės špūlelės vijų plotas ir Hx matuojamojo lauko stiprumas. Staiga ištraukiant štandartinę špūlelę iš magnetinio lauko, joje indukuojama įtampa, kurią (kaip ir jos sukeltą elektros srovę) atitinka galvanometro atsilenkimas α_x.

Kadangi

$$\psi_x : \psi_o = \alpha_x : \alpha_o ,$$

tai

$$Hx = C.\alpha_x \text{ [gausų]},$$

kur konstanta $C = 74{,}51.i_0/\alpha_0$; mūsų atveju buvo $C = 21{,}60$.

Glano prizmės briauna, kurią atitinka elektriško vektoriaus kryptis; paskum pagal tą briauną Glano prizmė iš akies „statmeniškai" orientuojama magnetinių laukų atžvilgiu. Tikslus nustatymas atliekamas anksčiau sudarytuoju būdu (I, p. 139—140). Iš atliktų spektrografinių nuotraukų nustatyta, kad ši Glano prizmė rezonanso linijos šviesą labai susilpnina, bent 30 kartų.

Poliarizintuvo galuose pritaisytos juodo popieriaus diafragmos, kurių apskrita anga yra 12 mm skersmens. Panašios diafragmos įrengtos ir absorbcijos indų (A_I ir A_{II}) galuose, kurių angų skersmenys apie 2—4 mm mažesni už atitinkamų indų skersmenis. Kvarcinė Hg lempa, rezonanso indas R, taip pat ir lęšiai L_1 ir L_2 apgaubti juodu popierium išklota dėže, taip kad aparatūros link nepatenka jokia tiesioginė Hg lempos šviesa. Visu rezonanso šviesos spindulių keliu, nuo lęšio L_2 iki pat fotocelės F dėžės, iškloti juodi kartoniniai vamzdžiai 6 cm skersmens.

Tyrmų metu kambario langai aptamsinti. Specialinės lempos nušviesta tik galvanometro žiūrono skalė.

Pagrindiniai aparatūros dalių nuotoliai (išreikšti cm) nurodyti fig. 1. Atstumas tarp galvanometro veidrodėlio ir žiūrondo skalės sudaro 180 cm.

Kambario temperatūra įvairiais tyrimų laikais svyravo nuo +15 iki +20°C.

Fotosrovės stiprintuvas. Rezonanso linijos šviesos intensyvumas matuojamas fotoelektriniu metodu, kombinuojant fotocelės ir elektroninio vamzdelio stiprintuvo principus.

Pritaikyta tauriųjų dujų pripildyta kadmio fotocelė („Pressler" firmos). Jos išlydžio potencialas yra arti 190 voltų; izoliacijos varža siekia $0{,}9.10^{13}$ omų. Ši kadmio fotocelė pasirodė pakankamai jautria esant linijos 2537 A šviesai. Palyginti su anksčiau vartota (I ir II) kalio fotocele, jos pranašumas yra tas, kad šių tyrimų sąlygomis ji pasirodė praktiškai nejautria esant kitokių nei 2537 A bangų ilgių rezonanso indo atmuštai ir išbarstytai šviesai. Dviejų rezultatų skirtumas, kuris susidaro, kai rezonanso indo spinduliuojama šviesa matuojama — vieną kartą su šiems tyrimams pritaikytu filtru (iš Ciuricho parsivežta, pirmuose abiejuose darbuose vartota stiklo plokštelė), o kitą kartą be jo, kadmio fotocelės at-

veju tesudaro 0,2—0,4%, o kalio fotocelės — mažiausiai 10%. Per tai šiuose tyrimuose atkrito reikalas vartoti filtrą, matavimus žymiai apsunkinantį, jų tikslumą sumažinantį.

Silpna fotosrovė stiprinama elektroninio vamzdelio stiprintuvu.

Tyrimų pradžioje naudotasi, kaip ir anksčiau (I ir II), dviejų tinklelių vamzdeliu (Roentgeno spindulių dozismetro vamzdeliu), sudarant Z u b e r' i o (20) pavyzdžio schemą. Pasireiškė nepatogumų: kai kuriomis tyrimo sąlygomis nepakankamas stiprintuvo jautrumas, o kai jautrumas, atitinkamu būdu suderinus stiprintuvo elementus (I vok. p. 233), padidinamas, tai laikas, per kurį dėl pakitėjusio šviesos intensyvumo galvanometras beslinkdamas vėl nusistoja, siekia 1 minutę ir daugiau. O tas matavimams sudaro nepakeliamą kliūtį.

Vėliau pritaikytas šių tyrimų reikalavimus atitikęs elektrometriniams matavimams skirtas vieno tinklelio vamzdelis „Elektrometer Type T" (General Electric Company, London). Jame tinklelio įvadas rūpestingai izoliuotas nuo kitų elektrodų ir išvestas atskirai pro kitą ilgą vamzdelio galą. Tinklelio imlumas sudaro $1{,}6.10^{-12}$ faradų, izoliacija tarp tinklelio ir kitų elektrodų 10^{15} omų, kaitinimo srovė 0,1 amp., anodo įtampa 4—10 voltų.

Šiam elektroniniam vamzdeliui taikoma paprasta, R o s e n b e r g' o (12) ir G. d u P r e l' i o (1) ištobulinta stiprintuvo schema.

Stiprintuvo schema pavaizduota fig. 2.

A yra elektroninio vamzdelio anodas, T tinklelis ir K kaitinimo siūlas; V_A anodo ir V_K kaitinimo akumuliatorių baterijos (įtampos); R_K kaitinimo grandinės varža, I_K ampermetras. M vaizduoja kompensacijos grandinę, kurią sudaro 2 voltų akumuliatorius ir dvi didelės kintamos varžos, viena kurių įjungta į potenciometrinę grandinę. G veidrodiškas sukamųjų špulių galvanometras („Hartmann & Braun" firmos, Nr. 3247), kurio jautrumas yra 10^{-10} amp./mm eilės. Š universalinis galvanometro šuntas („Cambridge Instrum. C°."). Vamzdelio tinklelis (T) sujungtas su fotocelės (F) anodu, gi katodinis jos kadmio sluoksnis per didelę varžą (R = 5.10^5 omų) sujungtas su akumuliatorinės 160 voltų įtampos baterijos V_F neigiamu poliu; teigiamas jos polius prijungtas prie kaitinimo

siūlo K neigiamo galo. Ž — įžeminimas. Dažniausia vartota fotocelės įtampa 150—160 voltų. Kaitinimo srovė 0,10 amp. Anodo įtampai dažniausia imta 8, 6 ir 4 volt., kai kuriais atvejais net 2 voltai.

Elektroninio vamzdelio („Type T") stiprinimo laipsnis yra gan didelis. Bet dėl didžiūlės jo elektrodų izoliacijos galvanometro atsilenkimai esti itin „tingūs". Tai reiškia: kadmio sluoksnio fotoelektronams pakeitus tinklelio įlydį (kai pakitėja į fotocelę krintančios šviesos intensyvumas), anodo srovė labai pamažu įgauna pusiausvyros padėtį, taip kad, kol galvanometras sustoja kuria linkme slinkęs, praeina kelios minutės, o esant žymesniems šviesos intensyvumo kitimams, keliolika minučių ir daugiau. Jautrumas labai didelis, bet dėl galvanometro „tingumo" matuoti neįmanoma. Šiam „tingumo" efektui pašalinti tenka mažinti vamzdelio tinklelio izoliaciją, tarp jo ir kaitinimo siūlo įterpus didelę varžą R_T per kurią fotoelektronų įlydis pamažu „nuleidžiamas" į kaitinimo siūlą. Tam reikalui pasigaminta keletas tokių skystų „nuleidžiamųjų varžų" (vok. Gitterableitwiderstand).

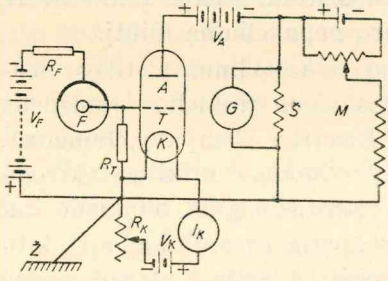


Fig. 2. Fotosrovės stiprintuvo schema.
Fig. 2. Verstärkeranordnung.

Į stiklinį apverstos „T" formos indelį (15—20cm³ talpos), kurio galuose įlydytos platinos vielelės (dvi), įpilta meta-ksililo ir truputis absoliutaus alkoholio. Varžos dydis pareina nuo alkoholio kiekio, kuris įvairioms varžoms svyravo nuo 1 iki 5% viso mišinio kiekio. Varžų dydžiai apytikriai nustatyti, jautriu galvanometru matuojant elektros srovės stiprumą, kai varžos galai (platininiai įvadai) sujungti su 200 voltų įtampos akumuliatorių baterijos poliais. Galutiniai varžos dydžiai nustatyti empiriškai, alkoholį dalašinant į varžos indą paskirais lašais ir bandant, kiek varža tinka konkretiems fotoelektriniams matavimams. Varžą R_T didinant, didėja stiprinimo laipsnis, bet kartu didėja ir minėtas galvanometro atsilenkimų „tingumas". Varžą mažinant, stiprintuvo jautrumas mažėja, bet užtat galvanometras nustoja „tingumo" savumų, matuoti darosi

patogiau. Pasigaminta keletas tokių skystų varžų maždaug 10^{11}—10^{12} omų varžos, taikant jas pagal reikalą įvairių jautrumų reikalaujantiems matavimams. Varžų pastovumas ir tinkamas veikimas žymiai pareina nuo to, kiek gryni yra meta-ksilolas ir absoliutinis alkoholis, kiek švarios yra indo vidaus ir išorės sienelės. Galutinai sudarius tinkamą varžą, jos indas germetiškai užkemšamas, parafinu užlydomas ne tik gurkliukas su kamščiu, bet ir visas indo pagrindas, išvedant pro parafiną tik kontaktines platinos vieleles.

Fotocelė ir elektroninis vamzdelis įtaisyti geležinėje dėžėje, kurių sienelių storis sudaro 2 mm. Tuo būdu jautriausios stiprintuvo dalys apsaugotos nuo dažnesnių elektrinių ir elektromagnetinių trukdymų. Per tai ir išbarstytasai elektromagnetų laukas šį kartą neveikė elektroninio vamzdelio. Todėl nereikėjo atlikinėti matavimus apsunkinančių manipuliacijų tojo lauko įtakai neutralizuoti (žiūr. I, p. 133).

Fotocelės dėžės angoje įtaisytas fotoaparato užraktas su diafragma D_3, pro kurią tiriamoji šviesa tai praleidžiama į fotocelę, tai sulaikoma.

Labai svarbu yra gera stiprintuvo dalių izoliacija. Akumuliatoriai, varžynai ir kt. prietaisai padėti ant parafino kaladėlių. Laidai rūpestingai tarpusavio izoliuoti. Ypatingai opi yra vamzdelio tinklelio ir fotocelės anodo sujungimo vietos aplinka. Kadangi tinklelio imlumas yra labai mažas ($1{,}6.10^{-12}$ faradų), tai bus suprantama, kad, ore atsiradus kiek daugiau vandens garų, padidinančių oro laidumą, tinklelio įlydis greitai kinta, per tai nuolat kinta anodo grandinės srovė ir galvanometras nuolat slenka, neįgydamas pusiausvyros. Tuo tikslu kambario oras kiek galint saugomas nuo drėgmės: kambarys ištisomis dienomis nevėdinamas, kiek galint gerai šildomas, o tyrimo metu stiprintuvo rajoną šildo speciali elektrinė krosnis.

Siauram ir ilgam ultravioletinės šviesos keliui sureguliuoti pradžioje naudojamasi matomąja šviesa. Prie priekinės rezonanso sienelės, ties diafragma D_2 statoma mažytė 2 voltų akumuliatoriaus įtampos maitinama elektros lemputė, reprezentuojanti rezonanso šviesos šaltinį. Matomosios šviesos kelias taip nustatomas, kad lęšių L_2 ir L_3 tarpe jis eitų maždaug lygiagretiškais spinduliais, kad absorbcijos indų ir Glano prizmės langeliai atsieitų kaip tik per spindulių pluošto vidurį.

Lęšis L_3 įtaisomas tokiam nuotoly, kad į fotocelės katodą kristų sukoncentruota šviesa. Turint galvoj lęšių skirtingus lūžimo koeficientus elektros lemputės ir rezonanso šviesai, apytikriai imami kiek mažesni lęšių židinių nuotoliai. Paskum elektros lemputę atėmus spindulių kelias derinamas rezonanso šviesai. Sudaromas tokio stiprumo magnetinis laukas (pradžioj H_I, paskum H), kad gyvojo sidabro garai absorbcijos induose (A_I ir A_{II}) praleistų kiek galint daugiau rezonanso šviesos (vadovaujamasi ankstyvesnių darbų duomenimis). Empiriškai pamažu keičiama rezonanso indo vieta, jį stumdžiojant vertikalėje, su spindulių kryptimi statmeniškoje plokštumoje (išlankstyto stiklo įvadai įgalina rezonanso indą stumdyti toje plokštumoje 2—3 cm ribose), kartu kas kartą sekami galvanometro atsilenkimai, kol pagaliau gaunama visų stipriausia fotosrovė.

Pritaikius kadmio fotocelę, nejautrią matomajai ir ilgabangei ultravioletinei šviesai, nebuvo reikalo vartoti filtrą, eliminuojantį kitokią nei 2537 linijos rezonanso indo spinduliuojamą šviesą. Pašalinus magnetinio lauko įtaką stiprintuvo elektroniniam vamzdeliui, nereikėjo atlikinėti tą įtaką neutralizuojančių manipuliacijų. Jautrus elektrometrinio vamzdelio stiprintuvas įgalino atlikti matavimus ir tais atvejais, kai 178 cm ilgio rezonanso spindulių pluoštas, daugel kartų poliarizintuvo susilpnintas, ėjo pagaliau pro absorbcijos indą vos 8, 6 ir 5 mm skersmens (ankstyvesniuose Ciuriche atliktuose darbuose laibiausio absorbcijos indo skersmuo sudarė 18 mm). Tat leido palyginti negalingu elektromagnetu, iki minimumo sumažinus polių nuotolius, tyrimams taikyti magnetinius laukus iki 12.000 gausų stiprumo.

TYRIMŲ REZULTATAI

1. Nefiltruota hiperfeinstruktūros δ-šviesa

Absorbcijos indas A_I išimtas iš rezonanso šviesos spindulių kelio (fig. 1), magnetinis laukas $H_I = 0$. Į magnetinį lauką H_{II} padėtas 15 mm (arba 30 mm) ilgio absorbcijos indas A_{II}. Kadangi poliarizintuvas P taip nustatytas, kad pro jį einančios šviesos elektriškas vektorius yra statmeniškas su lauko H_{II} jėgų linijomis, tai jis absorbuoja tą rezonanso indo spinduliuojamos šviesos dalį, kurios elektriškas vektorius yra lygiagre-

tiškas su magnetinio lauko jėgų linijomis, absorbuoja vadinamą „paralelę“ arba „π šviesą“, o praleidžia „statmenišką“ arba „δ-šviesą“. Ši hiperfeinstruktūros δ šviesa, praėjusi pro gyvojo sidabro garų sluoksnį (absorbcijos inde A_{II}), krinta į fotocelę, kur jos intensyvumas ir matuojamas fotoelektriniu metodu. Laikant, kad stiprintuvo galvanometro atsilenkimai yra proporcingi fotosrovės, per tai ir ją sužadinančios šviesos intensyvumams, tojo matavimo duomenys reiškiami galvanometro skalės dalmenimis.

Lentelė 1 — Tabelle 1

Absorbcijos indas 15 mm ilgio

H	I	H	I	H	I	H	I	H	I
0	3	2.450	10	4.870	17	6.800	50	7.700	41
50	2,5	2.850	13	5.030	13			9.500	94
100	2,5	3.220	22,5	5.100	12,5	4.900	17	9.600	98
180	2	4.000	39	5.200	12	4.950	16	9.850	100
300	2,5	4.250	39	5.300	13	5.750	22		
400	3	4.650	27,5	5.450	16	6.750	49	10.050	100
430	4,5	4.900	16,5	5 920	25,5	7.300	44	10.250	95
470	6,5			6.400	42	7.550	39	10.400	92
600	11	1.250	37	6.700	50	7.900	40,5	10.650	93
680	13,5	1.620	37	6.850	50	8.350	44	11.000	108
720	18,5	2.900	25,5			8 580	47		
820	23,5	2.120	15	1.450	37	9.000	66	9.500	92
1.000	29,5	2.300	10,5	4.300	39	9.250	82	9.950	100
1.300	37	2.450	10	6.800	50	9.450	96	10.050	100
		2.900	12,5			9.800	100	10.150	95
1.250	37	3.350	26	0	2,5			10.350	92
1.620	37	4.120	39	2.400	9	7.500	40	10.550	90,5
2.050	16	4.400	35,5	5.150	12	7.600	40	10.850 11.000	102 110

Nuosakiai keičiant magnetinio lauko stiprumą nuo 0 iki 12.000 gausų, nustatomas nefiltruotos hiperfeinstruktūros δ šviesos intensyvumas (I), kaip magnetinio lauko (H) funkcija.

Lentelė 2 — Tabelle 2

Absorbcijos indas 30 mm ilgio

H	I	H	I	H	I	H	I	H	I
0	1,5	1.000	23	6.800	55	6.700	54		
180	1,5	1.100	28			7.900	38	8.000	40
300	1,5	1.300	33	1 550	36	8.100	45	9 050	85
500	2	1.400	35	4.250	45	8.400	52	9.850	100
650	4	1.450	36	6 800	54	9.500	95	10.100	92
800	10	1.500	36			9.900	100	10,250	85
950	19	1.620	32	5.250	9	10.350	80	10.500	78
1.120	26	1.700	30	5.700	20	10.700	76		
1.400	36	1.980	20	6.080	34	10.850	81	9.700	100
1.500	36	2.180	6	6.550	50			10.250	83
2.120	6	2.320	6	6.700	55	6.700	54	10.600	75
		2.450	6,5	6.850	55	7.250	45	10.700	75
0	1	2.700	8	6.950	53	7.800	40	10.850	78
100	0,6	3.570	31	7.100	52	8.500	55	11.150	90
150	0,2	4.100	44	7.400	49	9.050	90	11.500	105
250	0,2	4.250	45			9.550	95	11 900	117
320	0,2	5.000	9	0	1,5	9.850	100		
400	0,2	5.100	9	2 200	5			9.800	100
500	0,4	5.250	10	5.050	8	6.750	53	10.600	78
600	2	5.500	15	6 700	54	8.400	52	11.300	93
680	6	5.850	25	7.800	38	9.550	90	11.900	118
800	11	6.200	39	9,900	100	9.850	100		
880	16	6.600	55	10.700	77	10.000	97		

Lentelėje 1 surašyti matavimo duomenys 15 mm ilgio absorbcijos indui. Lentelėje 2 — analoginiai duomenys 30 mm ilgio absorbcijos indui.

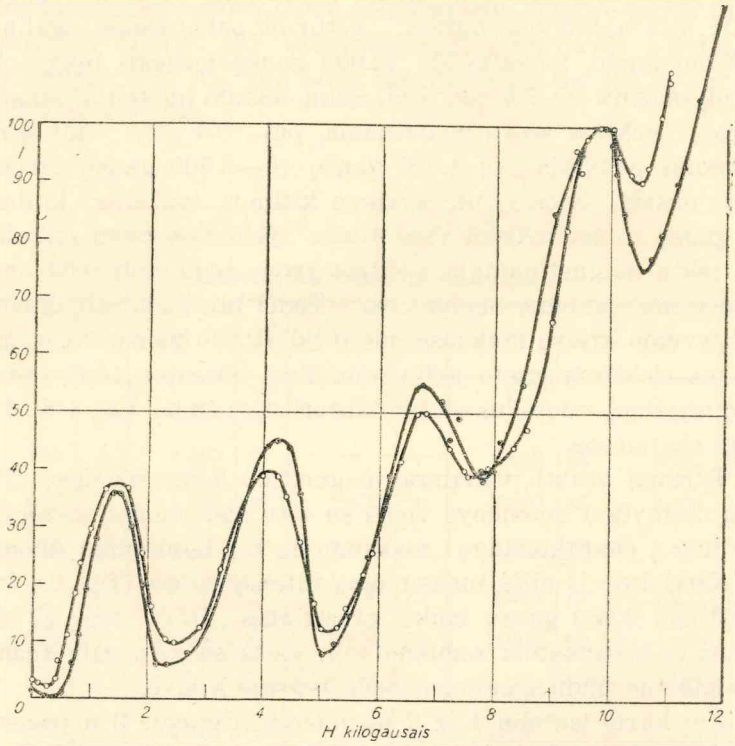


Fig. 3. Nefiltruotos hiperfeinstruktūros δ šviesos intensyvumo kreivės. Paprastų rutuliukų kreivė atitinka 15 mm, o taškinių rutuliukų kreivė — 30 mm ilgio absorbcijos indą.

Fig. 3. Intensitätskurven für das ungefilterte δ- Licht der Hyperfeinstruktur: die Kurve aus Kreisen entspricht dem Absorptionsgefäss von 15 mm Länge und die Kurve aus Kreisen mit einem Punkt demjenigen von 30 mm Länge.

Fig. 3 grafiškai vaizduoja tyrimų rezultatus. Paprastų rutuliukų kreivė atitinka 15 mm, o taškinių rutuliukų kreivė — 30 mm ilgio absorbcijos indą.

Kambario temperatūros vandeny vėsinama kvarcinė Hg lempa nedega ilgesnį laiką vienodu intensyvumu. Per tai rezonanso indo emisijos matavimams reikalingas pastovumas netveria ilgiau kaip 30—50 minučių. Todėl vieno tyrimo bėgy toli

gražu negalima atlikti tiek matavimų, kad iš jų būtų galima sudaryti intensyvumo kreivę visam magentinio lauko stiprumų tarpe nuo 0 iki 12.000 gausų. Tyrimus teko skaidyti dalimis pagal paskirus magnetinio lauko intervalus. Tat vertė daryti dar ir kita aplinkybė, būtent: neturint pakankamai galingo elektromagneto, laukams iki 12.000 gausų pasiekti teko polių nuotolį mažinti iki 7,5 mm; kai, esant tokiam nuotoliui, magnetinamoji elektros srovė padidinama, pav., 0,4 amp., tai lauko stiprumas padidėja jau 1.000 gausų (0—6.000 gausų tarpe); norint susekti šviesos intensyvumo kitimus, laukams kintant 100 gausų ir net mažiau (kas šiuose tyrimuose buvo reikalinga), tektų magnetinamąją elektros srovę reguliuoti 0,04 amp. tarpais, kas, žinoma, neįmanoma. Todėl tai, sudarant ištisinę intensyvumo kreivę laukuose nuo 0 iki 12.000 gausų, teko imti įvairius elektromagneto polių nuotolius, būtent: 10,5; 8,5 ir 7,5 mm; šiuos nuotolius atitiko absorbcijos indai (A_{II}) 8, 6 ir 5 mm skersmens.

Tyrimai atlikti įvairiuose magnetinio lauko tarpuose. Paskirų matavimų duomenys viens su kitu suderinami, redukuojant juos į charakteringų maksimumų bei minimumų duomenis. Ketvirtojo iš eilės maksimumo intensyvumas (fig. 3), kuris ištinka 9.900 gausų lauke, prilygintas „100", visi gi kiti duomenys atitinkamai redukuojami, viens su kitu sumezgami, taip kad tuo būdu gaunama viena ištisinė kreivė.

Kai kurie lentelių 1 ir 2 duomenys figuroje 3 nepaženklinti dėl vietos stokos: kai kuriose vietose taškai būtų labai susigrūdę viens prie kito. Bet išbrėžiant kreivę ir tie taškai turėta galvoje.

2. Hg 200 ir Hg 202 linijų δ šviesa.

Į magnetinį lauką H_I padėtas 70 mm ilgio absorbcijos indas A_I (fig. 1). Magnetiniam lauke H_{II} yra absorbcijos indas A_{II} 15 mm (arba 30 mm) ilgio. Abiejų laukų linijos yra lygiagretiškos vienos su kitomis ir kartu statmeniškos su poliarizintuvo P elektrišku vektoriumi. Visu tyrimo metu laukas H_I esti pastovus, 1.500 gausų stiprumo: tokį lauką sužadina 0,90 amp. stiprumo magnetinamoji elektros srovė, kai elektromagneto polių nuotolis lygus 22,5 mm (absorbcijos indo A_I skersmuo yra 20 mm). Šiomis sąlygomis iš absorbcijos indo A_I išeina tik izotopus 200 ir 202 atitinkanti hiperfeinstruktūros li-

nijų (Hg 200 ir Hg 202 linijų, arba 0 ir +11,5 mA linijų) δ šviesa, taip pat ir kraštutinės trumpabangės linijos (—25,4 linijos) π šviesa; visą gi kitą hiperfeinstruktūros linijų šviesą absorbuoja 1.500 gausų lauke beesą gyvojo sidabro garai (žiūr. I, fig. 9 ir II, fig. 15). Poliarizintuvui absorbavus π šviesą, į absorbcijos indą A_{II} tuo būdu patenka vien tik Hg 200 ir Hg 202 linijų δ šviesa.

Lentelė 3 — Tabelle 3

Absorbcijos indas 15 mm ilgio

H	I	H	I	H	I	H	I	H	I
0	5	1.200	85	7.000	88			8.900	79
100	4,5	1.400	88			6.650	88	9.150	95
150	4	1.500	88	2.300	10	7.100	86	9.400	100
250	5	2.000	35	2.650	10	7.450	82	9.450	100
300	6	2.120	15	3.000	23	8.000	71	9.900	100
400	11	2.800	10	3.750	86	8.200	64		
500	21			3.950	88	8.550	70	6.650	88
600	32	2.300	10	4.250	80	8.800	75	8.130	64
700	50	2.650	10	4.650	54	9.150	95	9.420	100
900	70	3.150	48	4.950	33	9.550	100	9.900	100
1.000	80	3 580	76	5 100	27	9.900	100	10.150	100
1.200	85	3.750	88	5.150	27	10.150	100		
1.350	88	3.950	88	5.300	30				
		4.150	82	5.400	36	6.650	88		
1.250	88	4 650	47	5.550	41	7.100	85		
1.500	88	5.150	27			7.450	80		
1.700	69	6.000	50	1.450	88	7.800	75		
2.000	39	6.500	82	3.850	88	8.050	64		
2.800	10	6.800	88	6.800	88	8.250	64		

Lentelė 4 — Tabelle 4

Absorbcijos indas 30 mm ilgio

H	I	H	I	H	I	H	I	H	I
0	1,5	50	—	3.000	11	7.250	79	9.950	100
50	—	550	10	3.300	45	7.900	70	10.200	100
100	—	650	27	3 750	86	8.500	68	10.550	92
250	—	850	59	3.900	86			10.650	93
330	—	950	78	3.950	86	1.200	89	10.750	95
400	1	1.050	81	4.850	25	3.950	86	10.850	100
450	2	1.150	88,5	5.150	10	6.900	85	10.950	100
500	4	1.200	89					11.000	106
550	6	1.300	89	1 150	89	6.600	80	11.400	114
580	9			1.950	37	6.900	85	11.700	121
650	14	1.150	89	3.150	31	7.100	80		
700	34	3.950	86	3.950	86	7.600	70	8.050	58
800	43	5.150	5	4.400	63	8.150	56	9.200	100
830	51	5.400	18	4.900	20	8.300	61	10.000	100
900	58	6.550	76	5.200	9	8.850	81	10.350	100
1.000	80	6.800	85	5 400	20	9.000	89	10.950	102
1.030	83	6.950	85			9.100	96	11.250	110
		7.100	83	1.150	89	9.200	100	11.700	125
1.030	76	7.350	80	3.950	86				
1.100	88					7.100	79	6.900	85
1.150	88	1.150	88	1.150	89	8.050	57	8.000	57
1.200	89	1.450	89	5.600	22	8.200	58	9.900	100
		1.950	30	6.350	62	8.300	60	10.600	92
0	2	2.300	4	6.600	75	8.450	65	11.800	122
		2 680	4	6.850	85	9.050	96		
				7.000	83	9.500	100		

Magnetinį lauką H_{II} nuosakiai keičiant nuo 0 iki 12.000 gausų, matuojamas sakytų dviejų filtruotų linijų δ šviesos intensyvumas (I), kaip magnetinio lauko (H) funkcija.

Lentelėse 3 ir 4 pažymėti šių matavimų duomenys atitinkamiems absorbcijos indams (A_{II}) 15 ir 30 mm ilgio.

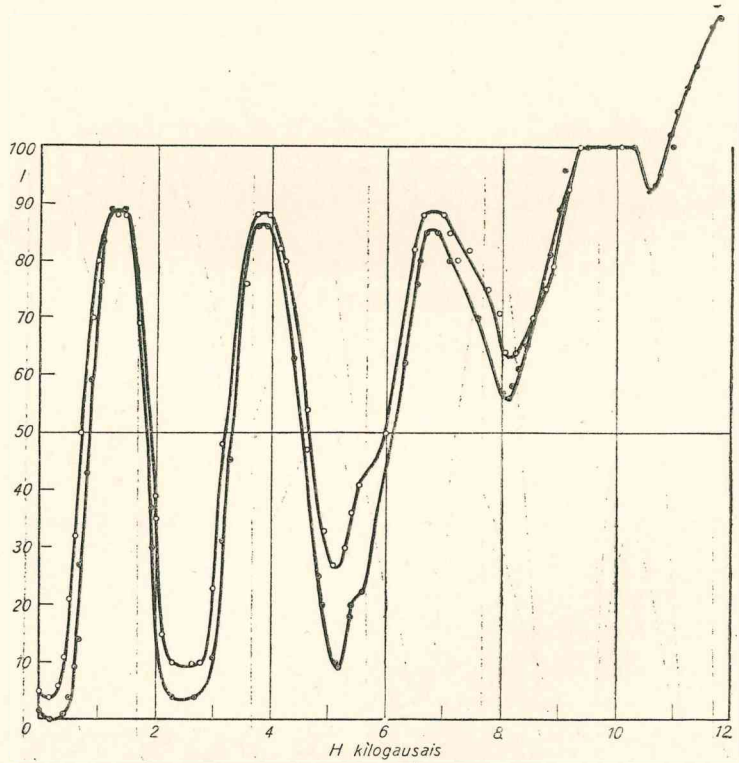


Fig. 4. Hg_{200} ir Hg_{202} linijų δ šviesos intensyvumo kreivės: paprastų rutuliukų kreivė atitinka 15 mm, o taškinių rutuliukų kreivė — 30 mm ilgio absorbcijos indą.

Fig. 4. Intensitätskurven für das δ — Licht der HFS — Linien Hg_{200} und Hg_{202}: die Kurve aus Kreisen entspricht dem Absorptionsgefäss von 15 mm Länge und die Kurve aus Kreisen mit einem Punkt demjenigen von 30 mm Länge.

Šiuos duomenis atvaizduoja fig. 4 kreivės: paprastų rutuliukų kreivė sudaryta 15 mm ir taškinių rutuliukų kreivė — 30 mm ilgio absorbcijos indui A_{II}.

Taip pat ir šiuo atveju dėl tų pat priežasčių matavimai atlikti įvairiais magnetinių laukų tarpais, esant įvairiems elek-

tromagneto H_{II} polių nuotoliams (10,5; 8,5 ir 7,5 mm). Paskirų tyrimų duomenys viens su kitu suderinti tuo būdu, kad pastarojo (ketvirtojo) maksimumo intensyvumas, ištinkąs 9.400—10.500 gausų tarpe, prilygintas „100", atitinkamai redukuojant visus kitus duomenis. Tais pat sumetimais kai kurie lentelių 3 ir 4 duomenys nepažymėti figūroje 4.

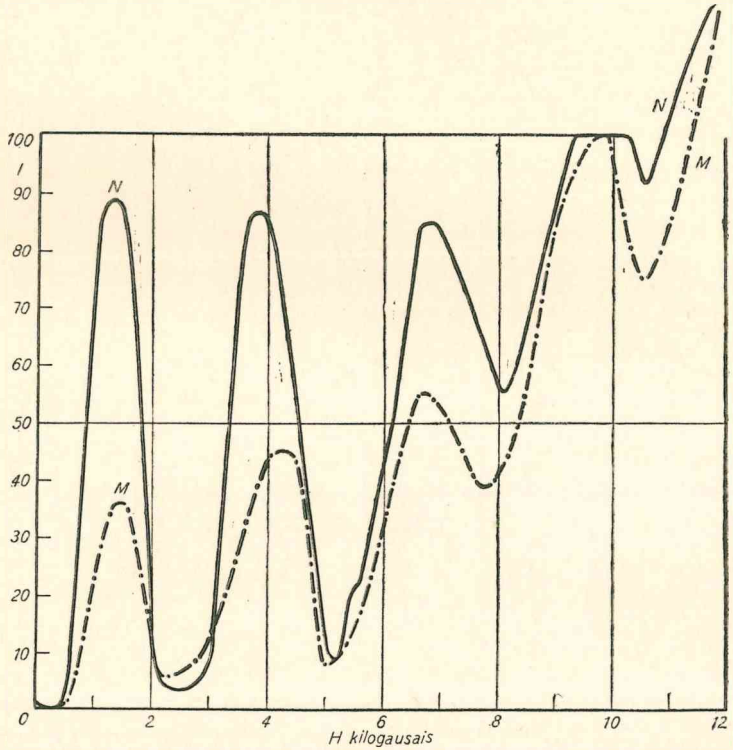


Fig. 5. MM — nefiltruotos hiperfeinstruktūros δ šviesos intensyvumo kreivė ir NN — Hg_{200} ir Hg_{202} linijų δ šviesos intensyvumo kreivė absorbcijos indui 30 mm ilgio.

Fig. 5. MM bedeutet die Intensitätskurve für das ungefilterte δ — Licht der HFS und NN diejenige für das δ — Licht von Hg_{200} und Hg_{202}. Das Absorptionsgefäss ist von 30 mm Länge.

Fig. 5 išbrėžtos iš fig. 3 ir 4 paimtosios taškinių rutuliukų kreivės. Kreivė MM vaizduoja nefiltruotos hiperfeinstruktūros δ šviesos intensyvumo kreivę (fig. 3) ir kreivė NN — Hg 200 ir Hg 202 linijų δ šviesos kreivę (fig. 4). Abi jos, vadinasi, atitinka 30 mm ilgio absorbcijos indą A_{II}.

TYRIMŲ REZULTATŲ VERTINIMAS

Gautiesiems tyrimų rezultatams suprasti ir išaiškinti tenka prieš akis turėti Schueler'io ir Keyston'o (15) pateiktą Hg linijos 2537 A struktūros schemą (fig. 6), taip pat ir šios schemos pagrindu sudarytą hiperfeinstruktūros Zeemano δ komponentų suskilimo diagramą (fig. 7). Suskilimo diagramos pagrindan padėtas Inglis'o (2) išskaičiuotasis Hg 199 ir Hg 201 linijų energetinės termos $^3P_1$ anomalinis magnetiškas suskilimas. Porinius izotopus atitinkančių δ komponentų magnetiškas suskilimas išbrėžtas, laikant, kad normalinis jų suskilimo daugiklis sudaro $^3/_2$ Lorentz'o vienetų. Diagramą sudarant, priimta dėmesin iš ankstyvesnių tyrimų padarytos smulkios hiperfeinstruktūros pataisos (žiūr. II, p. 163—165 ir fig. 15)[4]).

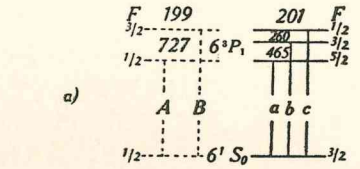
Šiems absorbciniams Zeemano efekto tyrimams, kai, vadinasi, magnetinio lauko energija veikia ne Hg šviesos šaltinį, bet absorbuojamuosius Hg garus, Zeemano komponentų linijos (fig. 7) vaizduoja tuos magnetinio lauko poveikyje susidariusius energetinius lygius — termas (arba joms proporcingus dažnumus, ar bangų ilgius), kuriuos atitinką absorbcijos indeesą Hg atomų dažnumai (arba bangų ilgiai) selektyviškai absorbuoja tų dažnumų (arba bangų ilgių) šviesą. Grafiško modelio kalba kalbant, Zeemano komponentas pažyminčias linijas (fig. 7) tenka vaizduotis kaip tamsius rėžius, kurių plotis pareina nuo absorbuojamųjų Hg-atomų sluoksnio storio, t. y. nuo absorbcijos indo ilgio; vertikalinės taškų linijos, vaizduojančios hiperfeinstruktūros emisijos linijas, bus tuomet šviesūs rėžiai. Tame magnetiniame lauke, kuriame, sakysim, Zeemano komponenta ar komponentos kerta kurią nors emisijos liniją, vyks hiperfeinstruktūros linijos absorbcija, tos linijos šviesos intensyvumas, vadinasi, tame lauke bus sumažėjęs; absorbcijos dydis, arba intensyvumo kreivės įdubimo gy-

---

[4]) Paskesniame darbe Schueler'is ir Schmidt'as (17) pateikia itin tikslius izotopus Hg 199 bei Hg 201 atitinkančios termos $^3P_1$ suskilimo duomenis, kurie kiek skiriasi nuo anksčiau (15) pateiktųjų, būtent: atstumas AB sudaro 739,3 (vietoj (727), bc 253,9 (vietoj 260) ir ab 464,5 (vietoj 465), išreiškiant bangų skaičius vienetais 10^{-3} cm^{-1}. Turint galvoj nedidelius amų ir naujesnių duomenų skirtumus, fig. 6 ir 7 duomenys nepakeisti, palikti kaip buvę.

lis pareina nuo emisijos linijos ir absorbuojamosios Zeemano linijos intensyvumų santykio. Tuose magnetiniuose laukuose, kuriuose Zeemano komponentos nekerta emisijos linijų, tųjų šviesa bus daugiau ar mažiau praėjusi pro absorbcijos indą.

Nefiltruota hiperfeinstruktūros δ šviesa (fig. 3). Esant magnetiniam laukui $H_{II} = 0$, visa hiperfeinstruktūros linijų šviesa, aplamai imant, yra selektyviškai absorbuojama



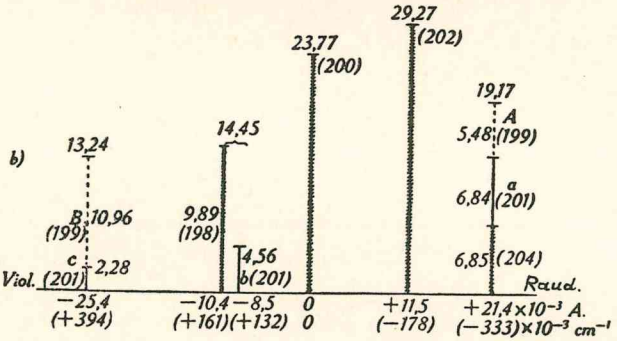


Fig. 6. Schüler'io ir Keyston'o pateiktoji Hg-linijos 2537 struktūros schema.

a) Hg_{199} ir Hg_{201} linijas atitinkančių termų suskilimas: F — magnetiniai kvantų skaičiai; atstumai tarp suskilusios termos 6^3P_1 komponentų išreikšti 10^{-3} cm^{-1} vienetais.

b) Ištisinės linijos atitinka Hg_{201} izotopą, brūkšnių linijos — Hg_{199} ir brūkšniuotos linijos — porinius izotopus (Hg_{198}, Hg_{200}, Hg_{202} ir Hg_{204}). Skaičiai viršum arba greta hiperfeinstruktūros linijų rodo jų intensyvumus, išskaičiuotus visos linijos 2537 intensyvumo procentais. Skaičiai skliausteliuose paženklina linijas atitinkančius izotopus. Atstumai tarp hiperfeinstruktūros linijų (figūros apačioje) išreikšti miliangstremais (10^{-3}A), taip pat ir 10^{-3} cm^{-1} vienetais (antroji eilutė, skaičiai skliausteliuose), skaitant nuo vidurinės linijos, kuri pažymėta O.

Fig. 6. Das Strukturbild der Hg-Linie 2537 nach Schüler und Keyston.

a) Die Termaufspaltung für Hg_{199} und Hg_{201}: F die magnetischen Quantenzahlen; die Termabstände sind in 10^{-3} cm^{-1} ausgedrückt.

b) Die ausgezogenen Linien beziehen sich auf Hg_{201}, die gestrichelten auf das Hg $_{199}$ und die schraffierten auf die geraden Isotopen. Die Zahlen über den Komponenten bedeuten die Intensitäten in % der Gesamtintensität der Linie 2537. Die Komponentenabstände sind in Milli-Å.E. und in 10^{-3} cm^{-1} angegeben.

gyvojo sidabro atomų absorbcijos inde A_{II}. Nedidelį pradžios intensyvumą tenka, kaip ir ankstyvesniuose tyrinėjimuose, priskirti vadinamai hiperfeinstruktūros „pagrindo šviesai", kurios dažnumai atitinka tarpinius hiperfeinstruktūros linijų dažnumas (II, p. 166). Šio pradinio intensyvumo sumažėjimą laukuose iki 200—300 gausų tenka aiškinti tos pat „pagrindo šviesos" efektu: besiskleidžiančios Zeemano komponentos ab-

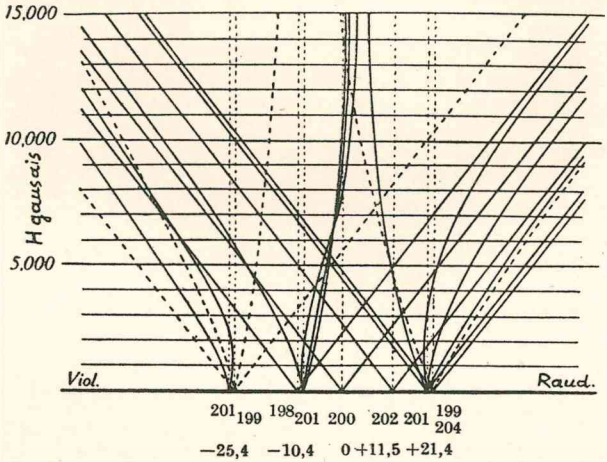


Fig. 7. Hg linijos 2537 A hiperfeinstruktūros δ komponentų suskilimo diagrama.

Brūkšnių linijos atitinka Hg_{199} linijų (A ir B) Zeemano komponentas; ištisinės — Hg_{201}, taip pat porinių izotopų Zeemano komponentas; visos porinių izotopų δ komponentos, kaip normališkai suskilusios, sudaro tiesias linijas. Vertikalinės taškų linijos paženklina nepakitėjusią hiperfeinstruktūros linijų padėtį magnetiniuose laukuose nuo 0 iki 15.000 gausų. Atstumai tarp linijų (apatinė eilutė) išreikšti miliangstremais; pažymėti dar tas linijas atitinką izotopai (viršutinė eilutė).

Fig. 7. Das δ—Aufspaltungsbild der Hyperfeinstruturlinie 2537 Å.E. in den Magnetfeldern von 0 bis zu 15.000 Gauss. Die Bezeichnung der Linien entspricht derjenigen der Fig. 6. Die vertikalen punktierten Linien stellen die unverschobene Lage der Hyperfeinstrukturlinien dar. Die Komponentenabstände sind in Milli—A.E. angegeben.

sorbuoja dalį tos šviesos. Dar daugiau magnetiniam laukui augant, vis daugiau mažėja gyvojo sidabro atomų absorbuojamoji galia, t. y. jų tarpe vis daugiau atsiranda atomų (įvairiems izotopams priklausančių) tokiais absorbuojamaisiais dažnumais, kurie nebeatitinka emisijos linijų dažnumus. Arba, kaip dar sakoma, Zeemano komponentos (tamsūs rėžiai) išeina iš emisijos linijų (šviesių rėžių) ribų (fig. 7), paskirų hiperfein-

struktūros linijų šviesa vis daugiau praeina pro absorbcijos indą, ir per tai kreivės intensyvumas (fig. 3) auga.

Kurį nors magnetinį lauką atitinkąs nefiltruotos šviesos intensyvumas yra suma intensyvumų tų paskirų hiperfeinstruktūros linijų, kurių šviesa tame lauke pro absorbcijos indą praeina. Turint galvoj itin sudėtingą anomalinių Zeemano komponentų eigą, taip pat ir nedidelius hiperfeinstruktūros linijų nuotolius viena nuo kitos, dėl ko jau 2.000—2.500 gausų laukuose normalinės Zeemano komponentos pasiekia gretimas hiperfeinstruktūros emisijos linijas, jas absorbuodamos, bus suprantama, kad ši nefiltruotos šviesos intensyvumo kreivė yra itin sudėtinga.

Pirmuosius tris minimumus, ištinkančius 2.200—2.400, 5.100—5.200 ir 7.800 gausų laukuose, nusako ne viena kuri, bet eilė įvairiems izotopams priklausančių kiek normalinių, tiek ir anomalinių Zeemano komponentų. Todėl iš tų minimumų duomenų jokių kiekybinių išvadų padaryti negalima.

Ketvirtasis minimumas ištinka 10.450 gausų lauke 15 mm ilgio absorbcijos indui (paprastų rutuliukų kreivė) ir 10.600 gausų lauke 30 mm ilgio absorbcijos indui (taškinių rutuliukų kreivė). Šis nesutapimas įvyko dėlto, kad magnetinių laukų duomenys maždaug nuo 10.000 iki 12.000 gausų laukuose 30 mm ilgio absorbcijos indui buvo gauti elektromagneto polių nuotoliui esant 7,5 mm, tokiam nuotoliui, į kurį nebetilpo štandartinė indukcijos špūlė, ir, vadinasi, nebebuvo galima įprastu būdu matuoti magnetinių laukų stiprumų. Šį kartą magnetinimo kreivė buvo sudaryta ekstrapoliacijos keliu iš analogijos su magnetinėmis kreivėmis didesniems polių nuotoliams (8,5 ir 10,5 mm), taip pat ir vaduojantis anksčiau sudarytųjų intensyvumo kreivių charakteringų maksimumų bei minimumų pozicijomis[5]). Todėl tai tikrąja šio ketvirtojo minimumo pozicija tenka laikyti 10.450 gausų lauką.

Šiam lauke ištinkančią absorbciją nusako, kaip tai matyti iš fig. 7, abiejų pačių kraštutinių hiperfeinstruktūros linijų absorbcijos, kurias sužadina taip pat kraštutinės normalinės Zeemano komponentos, būtent: emisijos liniją — 25,4 kerta Hg 201 tripleto a linijos ir Hg 204 linijos normalinės Zeemano

---

[5]) Turėta galvoje atlikti magnetinių laukų matavimus bismuto spiralės metodu, bet dėl ligos nespėta.

komponentos (dvi ištisinės, arti viena nuo kitos išbrėžtos tiesės), 2) per emisijos liniją +21,4 eina Hg 199 dupleto B linijos normalinė Zeemano komponenta (brūkšnių linija).

Prileidžiant, kad šiom normalinėm Zeemano komponentom magnetiškas suskilimo daugiklis sudaro $^3/_2$ Lorentz'o vienetų, gaunam, jog, magnetiniam laukui pakitėjus vienu gausu, tojo lauko įtakoj esąs emisijos arba absorbcijos šaltinio bangos ilgis pakitėja $\pm 4{,}51.10^{-6}$A.[6]). Iš čia gaunama, kad 10.450 gausų lauke normalinė δ-komponenta pasistumia per $\pm 47.1.10^{-3}$A. Tuo būdu atstumas tarp kraštutinių hiperfeinstruktūros linijų, arba, tiksliau kalbant, atstumas tarp Hg 199 dupleto B linijos ir Hg 201 tripleto a linijos bei Hg 204 linijos intensyvumo centro sudaro $47{,}1.10^{-3}$A. Paskesniais metais atliktieji patikimiausieji spektrografiniai šio atstumo matavimo duomenys yra šie: Schrammen (1927) —46,8, Mac Nair (1928) 46,9±0,9, Schueler ir Keyston (1931) $-46{,}8.10^{-3}$A. Turint galvoj visiškai skirtingus matavimo metodus, rezultatus tenka laikyti visai gerai sutampančius. Antra vertus, išeinant iš gautųjų duomenų, galima daryti ir kitą išvadą, būtent: prileidimas, kad magnetiško suskilimo daugiklis normalinėms δ komponentoms sudaro $^3/_2$ Lorentz'o vienetų, galioja laukams iki 10.500 gausų.

Hg 200 ir Hg 202 linijų δ šviesa (fig. 4). Kreivės ordinatos, aplamai imant, vaizduoja sumą intensyvumų abiejų linijų δ šviesos, kuri duotajam magnetiniam lauke praeina pro absorbcijos indą A_{II}.

Pradžios intensyvumas aiškintinas taip pat, kaip ir fig. 3 kreivių atveju.

2.300—2.700 gausų tarpe abi emisijos linijas kerta tarpusavio susikryžiuojančios normalinės Zeemano komponentos: Hg198 ir Hg202 linijų iš vienos pusės ir Hg200, Hg204 bei Hg201 linijų iš kitos pusės.

---

[6]) Magnetinio lauko stiprumui pakitėjus vienu gausu, jame esančio šviesos (arba absorbcijos) šaltinio bangos ilgis (λ) pasikeičia dydžiu Δλ:

$$\Delta\lambda = \lambda^2.a.mg,$$

kur m magnetinis kvantų skaičius, g Landé's daugiklis ir a magnetiško suskilimo Lorentz'o vienetas. Turint galvoj, kad $a = 4{,}674.10^{-5}cm^{-1}$, kad mūsų atveju $\lambda = 2{,}537.10^{-5}$cm ir kad normalinio magnetiško suskilimo atveju $mg = ^3/_2$, gauname:

$$\Delta\lambda = 4{,}51.10^{-14}\text{cm arba } 4{,}51.10^{-6}\text{A}.$$

Antras minimumas ištinka 5.150 gausų lauke. Toje vietoje (fig. 7) Hg200 linijos šviesą absorbuoja Hg199 dupleto B linijos, taip pat ir Hg 204 linijos, bei Hg 201 tripleto a linijos normalinės Zeemano komponentos, o Hg202 linijos šviesą absorbuoja iš vienos pusės Hg198 linijos normalinė Zeemano komponenta ir iš kitos — Hg199 dupleto A linijos bei Hg201 tripleto a linijos anomalinės Zeemano komponentos. Didesniuose laukuose kreivės intensyvumas vėl kyla maždaug normališko suskilimo staigumu. Bet pradedant 5.500 gausais, kilimo staigumas sumažėja; matyt, prie bendro šviesos intensyvumo augimo prisideda dalinė absorbcija, kurios maksimumas, kiek galima spręsti iš neišryškinto absorbcijos vyksmo (jam ryškinti tektų vartoti ilgesnius absorbcijos indus), ištinka apytikriai 5.600—5.700 gausų lauke. Po to kreivė, ryškiai pasistūmusi didesnių laukų link, pradedant 6.000 gausų vėl kyla įprastu staigumu. Suskilimo diagrama rodo: šią dalinę absorbciją gali sužadinti ne kas kita, kaip tik Hg199 dupleto B linijos normalinė Zeemano komponenta (brūkšnių linija), kertanti Hg200 emisijos liniją. Iš šios dalinės absorbcijos duomenų skaičiuojant minėtos B linijos nuotolį nuo Hg200 linijos, gauname 25,3—25,7.10^{-3}A. Mac Nair'o, taip pat ir Schueler'io ir Keyston'o spektrografiniais matavimais tas nuotolis sudaro 25,4.10^{-3}A.

Trečiąjį minimumą, 8.150 gausų lauke ištinkantį, reik manyt, iš dalies veikia trys greta viena kitos einančios anomalinės Hg201 tripleto b linijos Zeemano komponentos; bet vyriausias vaidmuo čia tenka Hg199 dupleto B linijos normalinei Zeemano komponentai, kertančiai Hg202 emisijos liniją. Panašiu keliu skaičiuojant, gauname, jog toji B linija nuo Hg202 yra nutolusi per 36,8.10^{-3}A. Minėtų autorių matavimais šis atstumas yra 36,9.10^{-3}A.

Ne visai aiški yra ketvirtojo nežymaus 10.600—10.700 gausų lauką atitinkančio minimumo. Sugretinus su nefiltruotos hiperfeinstruktūros kreive (fig. 3), kur kiek mažesniam lauke (10.450 gausų) taip pat yra minimumas, lyg kad tektų daryti išvadą, jog ir čia pasireiškia veikimas kraštutinių normalinių Zeemano komponentų, pasistūmusių per visą hiperfeinstuktūros ilgį ir kertančių kraštutines emisijos linijas. Vadinasi, tuomet išeitų, kad 70 mm ilgio absorbcijos indui A_I esant 1.500 gausų lauke (H_1), dar nepakankamai gerai filt-

ruojamos Hg200 ir Hg202 linijos, kad šiomis sąlygomis be to dar praeina ar tai —25,4 linijos, ar tai +21,4 linijos, ar tai abiejų šių linijų šviesa. Bet jau ankstyvesniais tyrimais (II, p. 158) patirta, kad —25,4 linijos δ šviesa 1.500 gausų lauke pro 71 mm ilgio absorbcijos indą praktiškai nepraeina. Turint galvoj suskilimo diagramą (fig. 7), nėra pagrindo manyti, kad ir +21,4 linijos šviesa praeitų. Be to, jei taip būtų, tai šių kraštutinių hiperfeinstruktūros linijų šviesos absorbcija pasireikštų ir kituose laukuose, pav., 6.000 ir ir 7.000 gausų laukuose, ko mūsų kreivėse visai nematyti. Iš visa ko tenka daryti išvadą, kad Hg199 dupleto A linijos anomalinė Zeemano komponenta (brūkšnių linija) lauke apie 10.600 gausų eina per Hg200 emisijos liniją ir sužadina dalinę tos linijos šviesos absorbciją. 11.000 gausų lauke intensyvumo kreivė, pasiekusi trečiojo maksimumo intensyvumą („100"), kyla aukštyn kiek lėtesniu staigumu, kas ir pritinka anomalinei absorbuojamai Zeemano komponentai. 11.000—12.000 gausų lauke, matyti, minėtoji A linijos Zeemano komponenta, perkirtusi Hg200 liniją, eina trumpesnių bangų link, o trys viena kitos arti einančios Hg201 tripleto b linijos Zeemano komponentos, tą pačią emisijos liniją perėjusios, slenka ilgesnių bangų link. Grafiškoji suskilimo diagrama rodo, kad A linijos Zeemano komponentos sužadintoji absorbcija turėtų vykti didesniuose laukuose, apie 13.000—14.000 gausų. Tuo būdu išeitų, kad atstumas tarp Hg200 linijos ir B linijos turėtų būti didesnis, nei kad suskilimo diagramoje pažymėta. Galutinių išvadų vienok šiuo atveju negalima daryti: toje srityje tektų turėti daugiau eksperimentinių duomenų, taip pat dar pasekti intensyvumo kreivės eigą didesniuose nei 12.000 gausų laukuose.

Filtruotos ir nefiltruotos šviesos kreivių sugretinimas (fig. 5). Filtruotos šviesos kreivės (NN) eiga, aplamai imant, nulemia nefiltruotos šviesos kreivės (MM) eigą, ypatingai mažesniuose laukuose. Tai ir suprantama: 1) 200 ir 202 izotopų sumos kiekis sudaro daugiau kaip pusę (53%) visų Hg liniją 2537 A sudarančių izotopų kiekio (fig. 6); 2) Hg200 ir Hg202 linijos turi vien tik normalines Zeemano komponentas, kurios jau mažuose laukuose (500—1.000 gausų) žymiai prasiskečia ir palaisvina emisijos linijas; tuo metu, kai visos kitos hiperfeinstruktūros linijos turi anomalinių Zeemano komponentų,

kurios laukuose iki 2.000—4.000 gausų eina arti emisijos linijų, kurių šviesą visai absorbuoja ar mažai tepraleidžia (tas pareina nuo absorbuojamųjų Hg garų sluoksnio storio). Laukams augant, anomalinės Zeemano komponentos vis daugiau nutolsta nuo atitinkamų emisijos linijų, tųjų šviesa vis daugiau praeina pro absorbcijos indą, ir todėl nefiltruotos hiperfeinstruktūros šviesos kreivės (MM) eiga vis daugiau skiriasi nuo filtruotos šviesos kreivės (NN) eigos.

Sugretinus kreivės MM ir kreivės NN minimumų ir maksimumų pozicijas (gausais), gauname:

	Kreivė MM	Kreivė NN
Minimumai		
1.	2.200—2.400	2.300—2.700
2.	5.100—5.200	5.150
3.	7.800	8.150
4.	10.450	10.600
Maksimumai		
1.	1.300—1.500	1.200—1.400
2.	4.100—4.250	3.750—4.000
3.	6.700—6.800	6.700—7.000
4.	9.900	9.400—10.500.

Minimumų 1 ir 2 pozicijos praktiškai abiem kreivėm sutampa; skiriasi tik jų pločiai. Visus šiuos skirtumus gerai paaiškina suskilimo diagrama (fig. 7). Minimumo 3 pozicijų nesutapimą, pav., paaiškina tai, kad maždaug 7.000 gausų lauke normalinės Zeemano komponentos absorbuoja linijų —10,4 ir +21,4 šviesą, per tai kreivės MM absorbcijos minimumas, palyginti su kreivės NN absorbcijos minimumu (8.150 gausų), ir pasistumia mažesnių laukų link.

Panašiai aiškintini ir kreivių maksimumų pozicijų nesutapimai. Kad kreivės NN maksimumas 4 prasideda mažesniam lauke ir yra platus, tęsiasi per 1.100 gausų tarpą, tai todėl, kad kraštutinių hiperfeinstruktūros linijų Zeemano komponentos 10.450 gausų lauke eina per tas emisijos linijas, tųjų šviesa absorbuodamos, tuo tarpu kai Hg200 ir Hg202 emisijos linijos tame lauke yra laisvos nuo Zeemano komponentų absorbcijos.

Kreivių MM ir NN intensyvumus, sauvališkai prilyginus maksimumo 4 intensyvumą „100“, galima tarpusavio lyginti

tik reliatyvine prasme. Pirmųjų trijų kreivės NN maksimumų intensyvumai yra praktiškai vienodi; tik ilgesniajam absorbcijos indui maksimumo 2 ir 3 intensyvumai yra kiek mažesni (fig. 4). Dar ir maksimumo 4 pozicijoje (9.400—10.500 gausų), pasirodo, ne visa Hg200 ir Hg202 linijų šviesa laisvai praeina pro absorbcijos indą; po pastarojo mažo minimumo kreivė pakyla virš maksimumo 4 pozicijos ir kyla iki 12.000 gausų, nepasiekdama įsisotinimo. Kreivės MM pirmųjų trijų maksimumų intensyvumas nuosakiai didėja: mat, hiperfeinstruktūros emisijos linijos, turtingos anomalinėmis Zeemano komponentomis, nuosakiai pasilaisvina iš tųjų absorbcijos. Maksimumo 4 intensyvumas staiga pašoka nuo 55 iki 100. Tai įvyksta svarbiausia todėl, kad maksimumo 4 atveju ryškiai pasireiškia linijų —10,4 ir +21,4 šviesa, kuri maksimumo 3 (6.700—6.800) atveju kaip tik yra absorbuojama.

Žodžiu, kokybinė charakteringų kreivių taškų intensyvumo apžvalga rodo, kad tyrimų duomenys, aplamai imant, gerai išaiškinami, išeinant iš teorinės magnetiško suskilimo diagramos duomenų.

Linijos hiperfeinstruktūra. Sprendžiant atomo branduolio struktūros klausimus, labai svarbu yra linijos hiperfeinstruktūros faktai, taip pat ir jos smulkios korektūros.

Paskesniame (1936 m.) savo darbe Mrozowski's (9) neginčija mano konstatuoto fakto, kad Hg201 tripleto b linijos trumpabangė Zeemano π komponenta 5.850 gausų lauke kerta —25,4 linijos π šviesą (21); savo tyrimams vartoto metodo ypatybėmis aiškina, kodėl jis tat savo laiku (8) nepastebėjo ir per tai klaidingų išvadų padarė dėl b linijos magnetiško suskilimo. Neneigia taip pat ir to, kad hiperfeinstruktūros —25,4 liniją sudarančios B ir c linijos ne sutampa, kaip kad iki tol buvo manoma, bet perskirtos. Bet Mrozowski's kelia abejonių, kad tasai, eksperimentiniais duomenimis pasirėmus (21), Inglis'o (2) išskaičiuotasai perskyrimo dydis sudarytų $20.10^{-3}cm^{-1}$ (arba $1,3.10^{-3}A$).

Dalykas tas, kad Inglis'as (2) savo skaičiavimus atliko, išeidamas iš to, kad Hg201 tripleto linijų (a, b ir c) tarpusavio nuotoliams tiksliai galioja Landé's intervalų taisyklė. Tiesa, kad pastaruoju metu (11, 16) vis daugiau aptinkama kai kurių nukrypimų nuo tos taisyklės, nukrypimų, kurie, nors ir visai smulkūs tebūtų, vienok labai svarbūs yra, besprendžiant

atomo branduolio simetrijos klausimus. Šia prasme labai svarbūs yra Schueler'io ir Schmidt'o (17) pastaruoju metu atliktieji matavimai, einant kuriais skirtumas tarp išmatuotojo ir išskaičiuotojo atstumo tarp linijų b ir c sudaro —15,5.10^{-3}cm^{-1}. Išeidamas iš šių nukrypimų, taip pat ir savų matavimų, nusakančių linijos b padėtį hiperfeinstruktūros schemoje, Mrozowski's daro išvadą, kad atstumas tarp linijų B ir c apytikriai turėtų būti du kart ir dar daugiau mažesnis už Inglis'o surastąjį (20.10^{-3}cm^{-1}). „Eine so kleine Differenz aber kann von der Unsicherheit der Magnetfeldmessung bei Žvironas und von einer eventuellen ganz kleinen relativen Verschiebung der Komponenten c und B... stammen" (Mrozowski's 1936, p. 31).

Į tat tenka pastebėti: Šiame ir ankstyvesniuose tyrimuose vartotasai metodas įgalina neabejotinai nustatyti intensyvumo kreivių ekstremų padėtį ir tuo labiau intensyvumo kitimus, kai magnetinio lauko kitimai siekia bent jau 50 gausų, kas normalinio magnetiško suskilimo atveju atitinka bangos ilgio kitimą apie 3.10^{-3}cm^{-1}. Gan geri eksperimentinių ir teoretinių duomenų sutapimai įvairiais matavimų atvejais bet gi rodo, kad, bematuojant magnetinius laukus, žymesnių netikslumų nepadaryta.

Iš šių δ tyrimų negalima daryti jokių išvadų Mrozowski'o iškeltuoju klausimu. Turėta galvoj atlikti specialinius —25,4 linijos π šviesos tyrimus, kreipiant ypatingą dėmesį į tas intensyvumo kreivės eigos dalis, kurios itin svarbios yra Inglis'o skaičiavimams. Bet šie π tyrimai neatlikti[7]).

Ką galima pasakyti apie struktūrą +21,4 linijos, kurią sudaro Hg204, A ir a linijos? Iš to, kad linijos A trumpabangė Zeemano komponenta eina per Hg200 emisijos liniją 10.600 gausų lauke (o ne didesniame lauke), tektų daryti išvadą, kad linijos A pozicija turėtų būti nukelta trumpesniųjų bangų link, nei kad fig. 7 pažymėta.

---

[7]) Pradėtieji π tyrimai dėl ligos sustabdyti. Dalis tos rūšies tyrimų atlikta diplomanto J. Trimonio, bet jie dar nepankami, kad iš jų būtų galima daryti kurių išvadų.

SANTRAUKA

1. Hg linijos 2537 A hiperfeinstruktūros šviesos intensyvumams matuoti sudarytas fotosrovės stiprintuvas: pritaikyta kadmio fotocelė, pakankamai jautri matuojamai šviesai ir tyrimo sąlygomis praktiškai nejautri matomajai, taip pat ir ilgabangei ultravioletinei šviesai; pritaikytas elektrometriniams matavimams skirtas elektroninis vamzdelis (Elektrometer Type T), priderinus jam 10^{11}—10^{12} omų skystą varžą tinklelio įlydžiui nuleisti (Gitterableitwiderstend). Šis stiprintuvas įgalino atlikti tyrimus ir tais atvejais, kai 178 cm ilgio ultravioletinės šviesos pluoštas buvo susiaurintas iki 3—4 mm skersmens, kas leido palyginti negalingu elektromagnetu, suartinus jo polius iki 7,5 mm, pasiekti magnetinius laukus iki 12.000 gausų.

2. Tirtas absorbcinis Zeemano efektas, vartojant: 1) nefiltruotą hiperfeinstruktūros δ šviesą ir 2) filtruotą Hg200 ir Hg202 linijų δ šviesą. Sudarytos atitinkamos intensyvumo kreivės magnetiniams laukams nuo 0 iki 12.000 gausų.

3. Prileidus, kad normalinio magnetiško suskilimo atveju suskilimo daugiklis sudaro $^3/_2$ Lorentz'o vienetų, iš kai kurių intensyvumo kreivių minimumo pozicijų išskaičiuota:

a) linijos hiperfeinstruktūros plotis arba, tiksliau kalbant, atstumas tarp B linijos ir Hg204 bei a linijų intensyvumų centro sudaro $47{,}1.10^{-3}$A;

b) atstumas tarp B linijos ir Hg202 linijos sudaro $36{,}8.10^{-3}$A;

c) B linija yra nutolusi nuo Hg200 linijos maždaug per $25{,}3$—$25{,}7.10^{-3}$A.

Šie duomenys apskritai gerai sudera su pastaraisiais metais atliktųjų spektrografinių matavimų duomenimis.

Antra vertus, pasirėmus aukščiau pateiktaisiais duomenimis, galima tvirtinti, kad normalinėms δ komponentoms laukuose iki 10.500 gausų galioja suskilimo daugiklis $^3/_2$ Lorentz'o vienetų dydžio.

4. Aptarta intensyvumo kreivių eiga, derinant ją su teoretine magnetiško hiperfeinstruktūros suskilimo diagrama. Konstatuotas, aplamai imant, geras eksperimentinių ir teoretinių duomenų sutapimas. Iš ketvirtojo Hg200 bei Hg202 linijų

šviesos kreivės minimumo, ištinkančio 10.6000 gausų lauke, tektų daryti išvadą, kad Hg199 dupleto A linijos pozicija hiperfeinstruktūros schemoje turėtų būti nukelta trumpesniųjų bangų link.

5. Diskutuota M r o z o w s k i' o pareikšta rezervuota nuomonė dėl anksčiau padarytų linijos hiperfeinstruktūros schemos korektūrų.

Šis darbas atliktas V. D. Universiteto Fizikos Laboratorijoje. Fizikos Katedros Vedėjui, gerbiamajam prof. I g. K o n č i u i esu didžiai dėkingas už visų geriausių darbo sąlygų sudarymą, taip pat už pareikštą didelį prielankumą, man darbą dirbant. Širdingai dėkoju demonstratoriui-technikui p. Aleksui G l o d e n i u i ir buv. precizijos mechanikui p. Zenonui G l o d e n i u i už eilės aparatūros dalių (elektromagnetų, absorbcijos indų ir kt.) padirbimą, įrengimą bei priderinimą.

Kaunas, V. D. Universiteto Fizikos Laboratorija.

1938 m. balandžio mėn.

Über den Zeemaneffekt der Hyperfeinstruktur der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å. E.

III[8])

Unsere Versuche mit dem gefilterten π-Lichte (21), wie auch mit dem gefilterten und ungefilterten δ-Lichte (22) der Hyperfeinstrukturlinien der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å.E. in den Magnetfeldern bis zu 7.700 Gaus haben gezeigt, dass die experimentellen Resultate mit dem theoretischen Aufspaltungsbild der Hyperfeinstruktur im allgemeinen übereinstimmen[9]). Auf Grund dieser Messungen konnte I n g l i s(2) eine feine Korrektur am Strukturbild der Linie von S c h ü l e r und K e y s t o n (15) anbringen. Ausserdem wurden einige Abstände zwischen den HFS—Linien ((Hyperfeinstrukturlinien) ermittelt.

Um das von S c h ü l e r und K e y s t o n angegebene Strukturbild der Linie weiter zu prüfen und die in diesem Zusammenhang auftretenden Fragen der Linienstruktur und des Zeemaneffektes zu lösen, war es wünschenswert, analoge Versuche in grösseren Magnetfeldern auszuführen.

---

[8]) Die Versuche sind vor zwei Jahren ausgeführt worden. Im Frühjahr 1936 mussten sie wegen Krankheit (chronische Vergiftung mit Quecksilberdampf) unterbrochen werden, so dass die Arbeit nicht zum beabsichtigten Abschluss gebracht werden konnte.

In einer provisorischen Veröffentlichung (Nature 137, 531, 1936) ist ein Druckfehler zu korrigieren: die Abstände zwischen den Hyperfeinstrukturlinien müssen nicht in A. E., sondern in Milli—A. Einheiten ausgedrückt werden.

[9]) Die Arbeiten (21) und (22) werden weiter im Text mit I bzw. II bezeichnet.

VERSUCHSANORDNUNG

Die in dieser Arbeit verwendete Messmethode ist im Grunde genommen dieselbe wie in den Arbeiten I und II (21 bzw. 22), nur einige Apparaturteile und Einzelheiten der Messanordnung sind geändert worden.

Die Versuchsanordnung ist schematisch in Fig. 1 dargestellt.

Zur Erregung der Resonanzstrahlung wurde eine wagerecht brennende Quecksilberbogenlampe Hg L benutzt, welche mit einem Strom von 2,5—3,5 Amp. betrieben wurde. Der Hg-Bogen wurde mit fliessendem destillierten Wasser gekühlt. Der emittierende Teil des Hg-Bogens wird von unten mittels der Linse L_1 auf dem Wood'schen Resonanzgefäss R abgebildet, das aus einem kubischen Quarzgefäss von 25 mm Kantenlänge besteht. An das Resonanzgefäss ist unten dicht bei dem Austrittfenster D_2 der Resonanzstrahlung eine rechteckige Blende D_1 angebracht, die in R eine leuchtende Schicht von 5 bis 8 mm Breite definiert. Die Resonanzstrahlung wird mittels der Linse L_2 aus amorphem Quarz in senkrechter Richtung zum Strahlengang des Hg-Bogens parallel gemacht und durch eine ähnliche Linse L_3 auf die Kathode der photoelektrischen Zelle F fokussiert.

In den Strahlengang zwischen den beiden Linsen L_2 und L_3 sind Absorptionsgefässe A_I und A_{II} (Messingsgröhren, an deren Enden plangeschliffene Fenster aus amorphem Quarz mit Picein angekittet sind) eingeschaltet. Ihre Ausmasse waren folgende: A_I 70 mm lang und 20 mm im Durchmesser; die Länge von A_{II} war 15 und 30 mm, und der Durchmesser 8, 6 und 5 mm. Beide Absorptionsgefässe und das Resonanzgefäss stehen in dauernder Verbindung mit einem Pumpenaggregat. Der Druck der Hg-Dampfes in A_I, A_{II} und R beträgt während der Messungen ca. 0,001 mm Hg, entsprechend dem Sättigungsdruck bei Zimmertemperatur.

Die Absorptionsgefässe A_I und A_{II} befinden sich in den Magnetfeldern H_I bzw. H_{II}. Zur Erregung des Feldes H_I dient der Elektromagnet I mit Polschuhen von 85×85 mm. Zur Erregung von H_{II} wird ein kleiner Elektromagnet mit Polschuhen von 50 mm Durchmesser verwendet. Der Elektromagnet I be-

sitzt 30.000 Ampèrewindungen (bei maximalem Strom von 10 Amp.) und der Elektromagnet II 50.000 Ampèrewindungen (bei maximalem Strom von 30 Amp.). Die Magnetfeldmessungen werden nach der Probespulmethode ausgeführt. Die Richtung beider Felder wird wagerecht und senkrecht zur Richtung der Resonanzstrahlung eingestellt.

Zwischen A_I und A_{II} befindet sich ein ultraviolettdurchlässiger Nicol (Glan'sches Prisma) P von 18 mm Durchmesser. Die Richtung des elektrischen Vektors wird senkrecht zur Richtung der Feldlinien beider Elektromagnete eingestellt.

Der Strahlengang des Resonanzlichtes wird lichtdicht gebaut.

Der Abstand zwischen dem Resonanzgefäss und der Photozelle beträgt 1'78 cm.

Die Zimmertemperatur variierte während der verschiedenen Messungen von +15 bis +20°C.

Die Verstärkung des Photostromes. Die Intensität der Resonanztrahlung wird mit Hilfe der Photozelle F in Verbindung mit einer Verstärkeranordnung S (Fig. 1) gemessen.

Als Photozelle wurde eine mit Edelgas gefüllte Cadmiumzelle (von den Firm „Pressler") verwendet, deren Isolationswiderstand $0{,}9.10^{13}$ Ohm beträgt und deren Entladungspotential bei etwa 190 Volt liegt. Es zeigte sich, dass diese Zelle genügend empfindlich für das Resonanzlicht und bei unseren Versuchsbedingungen praktisch unempflindlich gegen das sichtbare und langwellige ultraviolette Licht ist. Deshalb brauchte man jetzt kein Filter, um das von dem Resonanzgefäss ausgehende Licht, dessen Wellenlänge grösser als 2537 Å.E. ist, zu eliminieren (Arbeit I, S. 235).

Als Verstärker für schwache Photoströme wurde eine Dreielektrodenröhre „Elektrometer Type T" (General Electric Company) angepasst. Sie hat ausgezeichnete Gitterisolation (10^{15} Ohm), braucht einen Heizstrom von 0,1 Amp. und eine Anodenspannung von 2—10 Volt.

Eine gewöhnliche Verstärkerschaltung (1 und 12) ist in Fig. 2 wiedergegeben.

Es bedeutet: A die Anode, T das Gitter und K den Heizfaden der Elektronenröhre; V_A die Spannung der Anodenbatte-

rie und V_K diejenige der Heizbatterie; R_K den Widerstand und Ik das Ampermeter im Heizstromkreis; M den Kompensationskreis, G das Drehspulgalvanometer (von „Hartmann & Braun") von der Empfindlichkeit ca 10^{-10} Amp. pro Skalenteil, Š den Universalshunt. Das Gitter T ist mit der Anode der Photozelle F verbunden. Die Kathode von F ist über einen Schutzwiderstand R_F von 5.10^5 Ohm mit dem negativen Pol einer Akkumulatorenbatterie V_F von 160 Volt verbunden; der positive Pol von V_F führt zum Heizfaden der Röhre. Bei Ž ist die Schaltung geerdet.

Das Gitter T ist über den grossen Gitterableitwiderstand R_T mit dem Heizfaden K verbunden. Es wurden verschiedene flüssige Widerstände aus der Mischung von Meta-Xylol und absol. Alkohol von der Grösse ca 10^{11}—10^{12} Ohm hergestellt. Genaue Anpassung von R^1_T wurde empirisch durch das Eingiessen einzelner Tropfen von Alkohol in die Widerstandsmischung ausgeführt: je grösser der Widerstand von R^1_T, um so empfindlicher wird die Verstärkeranordnung, gleichzeitig werden aber die Zeiten für die Aufladung bzw. die Entladung des Gitters und damit für die Einstellung des Galvanometers bei einer Änderung der Intensität des einfallenden Lichtes unbequem gross, und umgekehrt.

Photozelle und Verstärkerröhre sind in einem eisernen Kasten von 2 mm Wandstärke eingebaut. Damit ist die Verstärkeranordnung gegen elektrische und elektromagnetische Störungen genügend geschützt und gegen die Wirkung der Streufelder beider Elektromagnete vollkommen geschirmt.

Die übrigen Einzelheiten der Anordnung und der Versuchsmethode sind ausführlich in den Arbeiten I und II beschrieben.

Die Intensität der Resonanzstrahlung und die Empfindlichkeit der Verstärkeranordnung erlaubten es, das Strahlenbündel von 178 cm. Länge an der Stelle des Absorptionsgefässes A_{II} (von 5 mm Durchmesser) bis zu 3—4 mm Durchmesser abzublenden. Es war daher möglich, mit dem relativ kleinen Elektromagnet II nach Verringerung des Polschuhabstandes bis auf 7,5 mm Magnetfelder bis zu 12.000 Gauss zu erreichen.

MESSERGEBNISSE

Ungefiltertes δ-Licht der Hyperfeinstruktur. Das Absorptionsgefäss A_I wird aus dem Strahlengang herausgenommen und das Magnetfeld H_I ausgeschaltet (Fig. 1). Im Felde H_{II} befindet sich das Absorptionsgefäss A_{II} von 15 mm (oder 30 mm) Länge. Da die Schwingungsrichtung des Nicols P senkrecht zu den Feldlinien steht, wird das π-Licht der Resonanzlinie absorbiert. Auf das Absorptionsgefäss A_{II} fällt also nur das δ-Licht aller HFS-Linien.

Die Messmethode besteht darin, dass man die Intensitäten des durch das Absorptionsgefäss A_{II} durchgelassenen δ-Lichtes als Funktion des variablen Magnetfeldes H_{II} im Bereich von 0 bis 12.000 Gauss bestimmt.

In den Tabellen 1 und 2 sind die Messresultate für die Absorptionsgefässe von 15 mm bzw. 30 mm Länge wiedergegeben. Die gemessenen Intensitäten der verschiedenen Messreihen (in Skalenteilen des Galvanometerauschlages) sind aufeinander so umgerechnet, dass der Wert der Intensität an Stelle des letzten erreichten Maximums (bei H von 9.900 Gauss) gleich 100 gesetzt wurde.

Fig. 3 stellt diese Messergebnisse graphisch dar. Die Kurve aus Kreisen entspricht dem Absorptionsgefäss von 15 mm Länge (Tab. 1) und die Kurve aus Kreisen mit einem Punkt — demjenigen von 30 mm Länge (Tab. 2). Als Abszissen sind die Feldstärken (H) in Gauss und als Ordinaten die Intensitäten (I) in umgerechneten Skalenteilen aufgetragen.

Das δ-Licht der HFS-Linien Hg200 und Hg202. Legt man an das Absorptionsgefäss A_I von 70 mm Länge ein konstantes Magnetfeld von 1.500 Gauss, so wird das δ-Licht der HFS-Linien —25,4; —10,4 und +21,5 von den entsprechenden anomalen Zeemankomponenten absorbiert und nur das δ-Licht der HFS-Linien 0 (Hg200) und +11,5 (Hg202) durchgelassen. Hinter dem Nicol, welches das π-Licht absorbiert, ist dann das δ-Licht der HFS-Linien Hg200 und Hg202 allein vorhanden. Man misst dann die Intensität des durch das Absorptionsgefäss A_{II} von 15 mm (bzw. 30 mm) Länge durchgelassenen auf diese Weise gefilterten δ-Lichtes zweier HFS-Linien als Funktion des Magnetfeldes H_{II} von 0 bis zu 20.000 Gauss.

Die Messergebnisse sind in den Tabellen 3 und 4 und in der Fig. 4 wiedergegeben.

Die Kurve aus Kreisen entspricht dem Absorbtionsgefässt A_{II} von 15 mm Länge (Tab. 3) und diejenige aus Kreisen mit Punkt dem A_{II} von 30 mm Länge (Tab. 4). Die Intensität des letzten Maximums (bei H_{II} von 9.400—10.500 Gauss) ist gleich 100 gesetzt und alle Messresultate sind entsprechend umgerechnet.

Die Kurven der Fig. 5 sind den Figuren 3 und 4 entnommen: die Kurve MM ist die Intensitätskurve des ungefilterten Lichtes der Hyperfeinstruktur und die Kurve NN — diejenige des gefilterten Lichtes der HFS-Linien Hg200 und Hg202 für das Absorptionsgefäss von 30 mm Länge.

AUSWERTUNG DER MESSUNGEN

Das von Schüler und Keyston (15) angegebene Strukturschema der Linie 2537 Å (Fig. 6) und das theoretische δ-Aufspaltungsbild der Hyperfeinstruktur (Fig. 7), welches aus der Arbeit II (S. 695) entnommen ist, ermöglichen es, unsere Messergebnisse zu deuten[10]).

Die Intensitätskurve des ungefilterten Lichtes der Hyperfeinstruktur stellt gleichsam eine Resultierende der Intensitätskurven einzelner HFS-Linien dar. Der Verlauf dieser Kurve kann man auf Grund Aufspaltungsbildes (Fig. 7) verständlich machen, wenn man berücksichtigt, dass im Fall unserer Absorptionsversuche die Zeemankomponenten die absorbierenden Linien, die vertikalen punktierten Linien dagegen das einfallende Licht der HFS-Linien darstellen.

Die kleine anfängliche Intensität und die darauffolgende Senkung der Kurven ist durch das Licht des Untergrundes, welches nach unserer Annahme zwischen den HFS-Linien und

---

[10]) In ihrer neuesten Arbeit geben Schüler und Schmidt (17) genauere Messergebnisse für die Aufspaltung des $^3P_1$-Termes von Hg199 und Hg201 an, und zwar folgende: der Abstand AB beträgt 739,3 (statt 727), bc 253,9 (statt 260) und ab 464,5 (statt 465) $10^{-3}cm^{-1}$ Einheiten. Da die Abweichungen der alten Resultate von den neuen gering sind, sind in den Fig. 6 und 7 die ersteren belassen worden.

in der Nähe der Linie 2537 liegt, zu erklären (Arbeit I, S. 238).

Da die zahlreichen anomalen Zeemankomponenten sehr verwickelten Verlauf besitzen und die normalen Zeemankomponenten sich schon in kleinen Feldern (2.000—2.500 Gauss) um die Abstände der benachbarten HFS-Linien verschieben und daher das Licht der letzteren absorbieren, so hat die Intensitätskurve des ungefilterten Lichtes eine sehr komplizierte Form.

Aus der Lage der ersten drei Minima, welche von den zahlreichen absorbierenden Zeemankomponenten verursacht sind, kann man keine quantitativen Schlüsse ziehen.

Das vierte Minimum, welches für das Absorptionsgefäss von 15 mm Länge im Felde von 10.450 Gauss eintritt[11]), wird durch das Zusammenwirken der normalen Zeemankomponenten der äussersten HFS-Linien bestimmt. Denn einerseits wandert die langwelligere normale Zeemankomponente der Linie B (die gestrichelte Linie der Fig. 7) über die Emissionslinie +21,4, und andererseits wandern die kurzwelligeren normalen Zeemankomponenten der Linie a und der Linie Hg204 über die Emissionslinie — 25,4. Unter der Annahme, dass die magnetische Aufspaltung für die normalen δ-Komponenten $^3/_2$ Lorentz-Einheiten beträgt, berechnet sich die Breite der Hyperfeinstruktur oder, genauer gesagt, der Abstand der Linie B vom Schwerpunkt der Linien a und Hg204 zu $47{,}1.10^{-3}$ Å.E.

Der Verlauf der Intensitätskurve für das gefilterte Licht der Linien Hg200 und Hg202 (Fig. 4) ist auf Grund des Aufspaltungsbildes recht einfach zu erklären.

Das breite erste Minimum, welches bei etwa 2.300—2.700 Gauss liegt, ist durch die sich an den Stellen der Emissionslinien Hg200 und Hg202 durchkreuzenden normalen Zeeman-

---

[11]) Für das Absorptionsgefäss von 30 mm Länge liegt dieses Minimum bei 10.600 Gauss. Dieser Wert ist weniger genau als derjenige für das Absorptionsgefäss von 15 mm Länge und zwar aus folgenden Gründen: die Magnetfelder im Bereiche von 10.000 bis 12.000 Gauss wurden in diesem Fall nicht direkt mit der Probespule gemessen (da die Probespule beim Polschuhabstand von 7,5 mm nicht benutzt werden konnte), sondern sie wurden aus den entsprechenden Messungen für grössere Polabstände sowie aus der Lage einiger charakteristischen Maxima und Minima ermittelt.

komponenten der HFS-Linien Hg198 und Hg202 einerseits und der HFS-Linien Hg200, Hg204 und Hg201 anderseits bedingt.

Das zweite Minimum liegt im Felde von 5.150 Gauss. An dieser Stelle wird das Licht der HFS-Linie Hg200 von den Zeemankomponenten der Linien B, a und Hg204, und das Licht der HFS-Linie Hg202 von den Zeemankomponenten der Linien Hg198, A und a absorbiert. Von 5.250 Gauss ab beginnt die Kurve anzusteigen. In Feldern von 5.400 bis 6.000 Gauss ist aber die Steigung geringer als in kleineren und grösseren Feldern, die Kurve ist nach grösseren Feldern verschoben. Daraus scheint zu folgen, dass diese partielle Absorption, deren Maximum bei etwa 5.600—5.700 Gauss liegt, durch die langwelligere normale Zeemankomponente der Linie B hervorgerufen ist. Damit berechnet sich der Abstand der Linie B von der Linie Hg200 zu 25,3—25,7.10^{-3}Å.E.

Das dritte Minimum (H=8.150 Gauss) ist durch die normale Zeemankomponente der Linie B bedingt. Der Abstand zwischen dieser Linie von Hg199 und der Linie Hg202 ergibt sich also zu 36,8.10^{-3}Å.E.

Alle auf diese Weise berechneten Abstände zwischen einigen HFS-Linien stimmen im allgemeinen mit den von verschiedenen Autoren erhaltenen spektrographischen Messergebnissen, die in der Tabelle 5 der Arbeit II (S. 705) zusammengestellt sind, überein. Unsere Resultate kann man auch folgendermassen deuten: der Wert der normalen δ-Aufspaltung von $^3/_2$ Lorentz--Einheiten behält seine Gültigkeit bis zu Feldern von 10.500 Gauss.

Nachdem das gefilterte Licht in Feldern von 9.400 bis zu 10.500 Gauss eine Sättigung aufweist, tritt bei etwa 10.600——10.700 Gauss eine kleine Absorption ein. Daraus scheint zu folgen, dass dieses letzte Minimum von der kurzwelligeren anomalen Zeemankomponente der Linie A herrührt. Nach dem Aufspaltungsbild wandert diese absorbierende δ-Komponente über die Emissionslinie Hg200 bei Feldern von etwa 13.000——14.400 Gauss. Daraus könnte man schliessen, das die Linie A etwas nach kürzeren Wellenlängen verschoben sein müsste. Bei 11.000 Gaus erreicht das gefilterte Lich die Intensität des dritten Maximums (100), die Kurve geht weiter mit einer Steigung, die etwas kleiner ist, als diejenige für die normale δ-Auf-

spaltung. Von diesen Feldstärken ab rücken also wahrscheinlich die drei fast zusammenfallenden anomalen Zeemankomponenten der Linie b von der Emissionlinie Hg200 gegen Rot und die anomale Zeemankomponente der Linie A gegen Violett.

Aus der Fig. 5 ist ersichtlich, dass der Intensitätsverlauf des gefilterten Lichtes der Linien Hg200 und Hg202 (Kurve NN) besonders in kleineren Fldern einen entscheidenden Einfluss auf denjenigen des ungefilterten Lichtes der ganzen Hyperfeinstruktur (Kurve MM) ausübt. Dies geschieht aus folgenden Gründen: 1) die von den Isotopen 200 und 202 stammende Lichtintensität beträg mehr als Hälfte (53%) derjenigen aller HFS-Linien; 2) die Linien von Hg200 und Hg202 besitzen nur die normalen δ-Komponenten, welche sich schon in Feldern von 500—1.000 Gauss hinreichend aufspalten, um das Licht der entsprechenden Emissionslinien durchzulassen, während die anderen HFS-Linien ausser normalen noch anomale δ-Komponenten besitzen, welche in Feldern bis 2.000——4.000 Gauss in die Nähe der Emissionslinien gehen und das Licht derselben absorbieren.

Der Vergleich der charakteristischen Kurvenstellen (in Gauss) für das ungefilterte (Kurve MM) und das gefilterte Licht (Kurve NN) gibt das folgende Bild:

		Kurve MM	Kurve NN
Minima:			
	1.	2.200—2.400	2.300—2.700
	2.	5.100—5.200	5.150
	3.	7.800	8.150
	4.	10.450	10.600
Maxima:			
	1.	1.300—1.500	1.200—1.400
	2.	4.100—4.250	3.750—4.000
	3.	6.700—6.800	6.700—7.000
	4.	9.900	9.400—10.500

Der allgemeine Verlauf der Intensitäten wie auch die Abweichungen in der Lage der Minima und Maxima beider Kurven ist auf Grund des Aufspaltungsbildes recht leicht zu verstehen. Die Abweichungin der Lage des Minimums 3 der Kurven MM und NN ist, zum Beispiel, folgendermassen zu deuten: die normalen Zeemankomponenten absorbieren das Licht beider

HFS-Linien —10,4 und +21,4 bei etwa 7.000 Gauss; die Lage des Absorptionsmaximums für die Kurve MM rückt deshalb im Vergleich zur derjenigen der Kurve NN (bei 8.150 Gauss) nach kleineren Feldern hin.

In einer der letzten Arbeiten versucht Mrozowski (9) zu zeigen, dass die von Inglis (2) auf Grund unserer π-Versuche (21) angebrachte Korrektur des Strukturbildes der Linie unzutreffend sei. Seine Rechnungen hat Inglis unter der Voraussetzung durchgeführt, dass für die Abstände zwischen den Linien a, b und c des Tripletts von Hg201 die Landesche Intervalregel gültig ist. Dagegen weist Mrozowski auf die Abweichungen (11, 16) von der Intervalregel hin. Besonders sind hierfür die letzten Messungen von Schüler und Schmidt (17) wichtig, nach denen der Unterschied zwischen dem gemessenen und berechneten Abstand von bc —15,5.10^{-3}cm^{-1} beträgt. Auf Grund dieser Abweichungen und seiner eigenen Messungen der Lage von b schliesst Mrozowski, dass der Abstand zwischen den Linien B und c noch geringer als zweimal kleiner, als der von Inglis gefundene (20.10^{-3}cm^{-1}) zu schätzen ist. „Eine so kleine Differenz aber kann von der Unsicherheit der Magnetfeldmessung bei Žvironas und von einer eventuellen ganz kleinen relativen Verschiebung der Komponenten c und B... stammen" (Mrozowski 1936, S. 31).

Darauf ist zu bemerken: Unsere Versuchsmethode ermöglicht es, die Lage der Intensitätsextrema und umsomehr die der Intensitätsänderung sicher zu bestimmen, wenn die Felder um 50 Gauss geändert werden, was im Fall der normalen magnetischen Aufspaltung einer Änderung der Wellenzahl um etwa 3.10^{-3} cm^{-1} entspricht. Gute Überreinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen unserer verschiedenen Messungen weisen nach, dass die Magnetfeldmessungen keine beträchtlichen Fehler enthalten. Wir hatten die Absicht, die π—Versuche zu wiederholen, um die für die Inglis'schen Rechnungen wichtigen Teile des Intensitätsverlaufes möglichst genau zu untersuchen. Leider konnten diese Versuche nicht ausgeführt werden[12]).

---

[12]) Die Versuche wurden wegen Krankheit unterbrochen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Laboratorium der Universität V. d. G. in Kaunas ausgeführt. Ich möchte Herrn Prof. Ig. Končius meinen aufrichtigsten Dank für die zur Verfügung gestellten Apparate, sowie für das überaus freundliche Wohlwollen aussprechen.

Physikalisches Laboratorium der Universität V. d. G.

in Kaunas (Litauen).

April 1938.

LITERATŪRA

1. Du Prel, G., Annalen der Physik *70*, 199, 1923.
2. Inglis, D. R., Zeitschrift fuer Physik *84*, 466, 1933.
3. Kunze, P., Annalen der Physik *85*, 1013, 1928.
4. MacNair, W. A., Physical Review *31*, 986, 1928.
5. Malinowski, A., Annalen der Physik *44*, 935, 1914.
6. Mrozowski, S., Extrait du Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences et de Lettres A: I, 464, Nov.-Dez. 1930.
7. Mrozowski, S., ebenda II, 489, Juni 1931.
8. Mrozowski, S., Zeitschrift fuer Physik *78*, 826, 1932.
9. Mrozowski, S., Helvetica Physica Acta *IX*, 27, 1936.
10. Murakawa, K., Zeitschrift fuer Physik *73*, 366, 1931.
11. Murakawa, K., Sc. Pap. Inst. Chem. Res. Tokyo *18*, 299, 1932.
12. Rosenberg, H., Die Naturwissenschaften *9*, 359, 389, 1921.
13. Schein, M., Annalen der Physik *85*, 257, 1928.
14. Schrammen, A., Annalen der Physik *83*, 1161, 1927.
15. Schueler, H. und I. E. Keyston, Zeitschrift fuer Physik *72*, 423, 1931.
16. Schueler, H. und E. G. Jones, Zeitschrift fuer Physik *74*, 631, 1932.
17. Schueler, H. und Th. Schmidt, Zeitschrift fuer Physik *98*, 239, 1935.
18. Wood, A. W., Pholosophic. Magazine, *23*, 289, 1912.
19. Zeemansky, M. W., Physical Review *36*, 219, 1930.
20. Zuber, K., Helvetica Physica Acta *VI*, 495, 1933.
21. Žvironas, A., V. D. U. Mat.-Gamt. Fak. Darbai *VIII* fiz. chem., 123, 1934, pirmoji dalis; šis darbas tekste pažymėtas I. Helvetica Physica Acta *VII*, 244, 1934; diese Arbeit wirt im Text mit I bezeichnet.
22. Žvironas, A., V. D. U. Mat.-Gamt. Fak. Darbai *VIII* fiz. chem., 123, 1934, antroji dalis; šis darbas tekste pažymėtas II. Helvetica Physica Acta *VII*, 684, 1934; diese Arbeit wird im Text mit II bezeichnet.
23. Žvironas, A., Nature *137*, 531, 1936.

A. JUCYS

METALIŠKAS KALIS

ON THE METALLIC POTASSIUM

Metališkas kalis

Įžanga

Elektroninė metalų teorija tobulėjo visai abstraktinėje formoje iki 1933 metų, kol E. Wigner'as ir F. Seitz'as rado būdą, pagal kurį galima apytikriai išspręsti atskirų metalų konstituciją. Pirmiausia jie savo metodą pritaikė natriui[1,2,3] vartodami natrio ionui Prokofjew'o[4] potencialinę funkciją.

Kadangi metaliniame gardelyje elektrinis potencialas svyruoja periodiškai (vietos atžvilgiu), todėl minėtieji mokslininkai tik ir teieško elektrono bangos funkcijos viename daugiasienyje, apribojančiame metalo joną. Šitas daugiasienis pakeičiamas lygiatūriu rutuliu ir reikalaujama, kad rutulio paviršiaus taškuose valentingumo elektrono bangos funkcija ψ patenkintų sąlygą:

$$\left[\frac{\vartheta\psi}{\vartheta r}\right]_{r=r_s} = 0 \qquad (1)$$

Čia r_s yra minėtojo rutulio spindulys apskaičiuojamas iš lygybės:

$$\frac{4}{3}\pi r_s^3 = V, \qquad (2)$$

kur V yra atominis tūris.

Metaliniame gardelyje ionai susigrupuoja taip, kad valentingumo (laisvojo) elektrono energija turėtų minimalinę reikšmę. Šito energijos minimumo ir jam atitinkamo r_s ieškojimas ir yra pagrindinis uždavinys tiriant metalų konstituciją Wigner'o ir Seitz'o metodu. Į Wigner'o ir Seitz'o vartotąjį Prokofjev'o potencialą, netiesioginėje formoje, įeina ir pamainų energija. Tačiau K. Fuchs'as[5], tirdamas metališką varį, pamai-

---

1. E. Wigner ir F. Seitz. Phys. Rev. 43, 804, 1933,
2. E. Wigner ir F. Seitz. Phys, Rev. 46, 509, 1934.
3. E. Wigner Phys. Rev. 46, 1002, 1934.
4. W. Prokofjew. ZS. f. Phys. 58, 255, 1929,
5. K. Fuchs. Proc. Roy. Soc., A, 151, 585, 1935,

nų energiją įveda integruodamas ne Schrödinger'io, kaip tai darė pirmieji, bet Fock'o lygtį. Šita prasme modifikuotas Wigner'o ir Seitz'o metodas ir taikomas šitame darbe metališko kalio sublimacijos šilimai ir gardelio konstantai apskaičiuoti. Skaičiavimus atliekant pasirodė E. Gorin'o[6] darbas, kuriame tirtas metališkas kalis taikant Wigner'o ir Seitz'o metodą originalinėje formoje, ypač artimai prisilaikant Seitz'o[7] darbo, kuriame šis tiria metališką litį.

1 §. Fock'o lygtis valentingumo elektronui.

Fock'o[8] lygtys gaunamos ieškant viso atomo energijos

$$W = \frac{\int \overline{\Psi} L \Psi \, d\tau}{\int \overline{\Psi} \Psi \, d\tau} \tag{3}$$

minimumo. Čia Ψ yra viso atomo bangos funkcija, o $\overline{\Psi}$ — sujungtinis kompleksinis dydis. L yra energijos operatorius, kuris atominėje vienetų sistemoje turi šį pavidalą:

$$\begin{cases} L = \sum_{k=1}^{N} H_k + \sum_{i>k=1}^{N} \frac{1}{r_{ik}} \\ H_k = -\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x_k} + \frac{\partial^2}{\partial y_k} + \frac{\partial^2}{\partial z_k}\right) - \frac{N}{r_k} \end{cases} \tag{4}$$

Čia N yra visų elektronų skaičius, r_k — k-jo elektrono atstumas nuo branduolio, r_{ik} — i-jo ir k-jo elektronų tarpusavis atstumas, o x_k, y_k, z_k — k-jo elektrono koordinatos.

Bangos funkcija Ψ išreiškiama dvejopai. 1. vienu su N eilučių ir N stulpelių determinantu, kurio elementai yra pavienių elektronų bangų funkcijos, priklausančios nuo keturių (trijų svorio centro ir vienos sukinio) koordinatų. 2. dviejų determinantų sandauga, kurių vienas turi po p, o antras po q eilučių ir stulpelių. p reiškia elektronų skaičių su vienos krypties sukiniais, o q — su priešingos krypties sukiniais. Visuomet $p+q=N$. Šiuo atveju kiekvienas determinantų elementas yra pavienių elektronų bangų funkcijos, priklausančios nuo trijų koordinatų.

---

6. E. Gorin. Phys. ZS. Sowjetunion, 9, 328, 1936.
7. F. Seitz'as. Phys. Rev. 47, 400, 1935.
8. V. Fock. ZS. f. Phys. 61, 126, 1930,

Buvo naudotas antras Ψ išreiškimo būdas. Kaliui N=19, todėl imta p=9 ir q=10. Kiekvienai bangos funkcijai patogiausia duoti šiokį pavidalą:

$$\psi_k = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{P(nl/r)}{r} Y_l(\vartheta,\varphi) \tag{5}$$

Čia n yra vyriausias k-jo elektrono kvantų skaičius, o l — azimutinis kvantų skaičius. Rūtulinė funkcija Y yra normuojama šia sąlyga:

$$\int\int \bar{Y}_l Y_l \sin\vartheta d\vartheta d\varphi = 4\pi \tag{6}$$

P(nl/r)=rR (R — radijinė bangos funkcija) tuomet normuojama šiaip:

$$\int P^2(nl/r)dr = 1 \tag{7}$$

Ortogonališkumo sąlyga tuomet yra:

$$\int P(nl/r)P(n'l/r)dr = 0, \text{ jei } n \neq n'. \tag{8}$$

Energijos (3) išraiškoje pointegrinės tiekybės išreikštos per P(nl/r) originaliniu Fock/o[9] metodu, kurį jis pritaiko natriui, turinčiam 11 elektronų. Šiuo atveju, dėl 2p ir 3p elektronų sąveiksmio, skaičiavimai truputį pasunkėja. Tokiu būdu išreikštai energijai W taikytas variacijos principas pagal Hartree[10] schemą ir gautos 6 lygtys atitinkamai 1s, 2s, 2p, 3s, 3p ir 4s elektronams. Reikalinga tik paskutinė lygtis:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2Z_p}{r} - 2\varepsilon\right] P(4s/r) + G(r) = 0 \tag{9}$$

Čia $\frac{Z_p}{r}$ reiškia potencialą atstume r nuo branduolio ir

$$Z_p = 19 - 2\sum_{n=1}^{3} Y_0(ns,ns/r) - 6\sum_{n=2}^{3} Y_0(np,np/r) \tag{10}$$

G(r) yra pamainų narys ir

$$G(r) = \sum_{n=1}^{3}\left[\frac{2}{r}Y_0(ns,4s/r) - \varepsilon_{ns4s}\right] P(ns/r) + \frac{2}{r}\sum_{n=2}^{3} Y_1(np,4s/r)\, P(np/r) \tag{11}$$

---

9. V. Fock. ZS. f. Phys. 62, 795, 1930,

10. D. R. Hartree ir W. Hartree. Proc. Roy, Soc, A, 154, 588, 1936,

ε_{ns4s} yra Lagrange'o daugikliai, konstantos. O Y-kais yra pažymėti šitokie integralai:

(12)

$$Y_k(nl,n'l'/r) = Z_k(nl,n'l'/r) + r^{k+1}\int_{r_1=r}^{\infty} P(nl/r')\,P(n'l'/r')\frac{dr'}{r'^{k+1}},$$

kur

(13) $$Z_k(nl,n'l'/r) = \frac{1}{r^k}\int_0^r P(nl/r')\,P(n'l'/r')\,r'^k\,dr'$$

(9) — (13) lygybėse visi P yra normuoti pagal (7) sąlygą.

2 §. Fock'o lygties integravimas.

Bangos funkciją ψ išreiškus sulig (5), sąlyga (1) pasikeičia šiaip:

(14) $$\left[\frac{dP}{dr}\right]_{r=r_s} = \frac{P}{r_s}.$$

Skaičiuojant yra patogiau vartoti valentingumo elektrono bangos funkciją nenormuotą, o kitas — normuotas. Tuomet (9) lygtis patogiausia rašyti šitame pavidale:

(15) $$\frac{d^2P(4s/r)}{dr^2} + \left(E + \frac{2Z_p}{r}\right)P(4s/r) + K\,G(r) = 0$$

Čia

$$K = \sqrt{\int_0^{r_s} P^2(4s/r)\,dr},$$

o $E = -2\varepsilon$ yra energija išreikšta Rydberg'o vienetais.

(15) lygtis integruota nuosakaus artėjimo metodu, vartojant kalio ionui Hartree[11] lauką. Pirmas artutinumas gautas G(r) prilyginant nuliui. Tuomet gaunama paprasta Schrödinger'io lygtis, kuri suintegruota taip, kaip Wigner'o ir Seitz'o[1] (jau cituota) darbe aprašyta. Iki r=0,02 at. v. integruota iteracijos metodu, o toliau paprastu radijinių lygčių integravimo metodu[12]. Kaipo pradinė sąlyga vartota $\frac{dP(4s/r)}{dr} = 50$, kai

11. D. R. Hartree. Proc. Roy. Soc. A, **143, 506**, 1934.

12. Žiūr. pav. E. M. Condon ir G. H. Shortley. The Theory of Atomic Spectra. Cambridge. 344 p. 1935.

$r = 0$. Intervalų padalinimas iki $r = 0{,}1$ at. v. vartotas toks pat, kaip Hartree lentelėse paduota, o toliau vartotas padvigubintas intervalų skaičius. 3 fig. I kreivė vaizduoja energijos E pareinamybę nuo r_s. Žemiausią energiją $E = -0{,}396$ Ry atitinka $r = 5{,}0$ at. v. Šitai energijai atitinkančią elektrono bangos funkciją ($\frac{P}{r}$) vaizduoja 1 fig. brūkšnių kreivė. Šita bangos funkcija vartojama antrajam artutinumui gauti.

Kalio iono elektronų bangų funkcijos, kaipo Hartree lygčių sprendiniai, nėra ortogonalinės[13]. Taip pat ir gautoji P(4s/r) nėra ortogonalinė. Patogiau būtų iš pradžių bangų funkcijas ortogonalizuoti ir tuomet apskaičiuoti G(r). Tačiau šiuo atveju ortogonalizuotos bangų funkcijos nustotų buvusios atitinkamųjų lygčių sprendiniai. Todėl šiame darbe bangų funkcijos vartojamos tokios, kokios jos yra gaunamos sprendžiant atitinkamas lygtis.

Pamainų narį G(r) apskaičiuojant pirmiausia rasti Z-tai ir paskiau naudojantis iš (12) gauta lygtimi:

$$\frac{dY_k}{dr} = \frac{(k+1)Y_k - (2k+1)Z_k}{r} \tag{17}$$

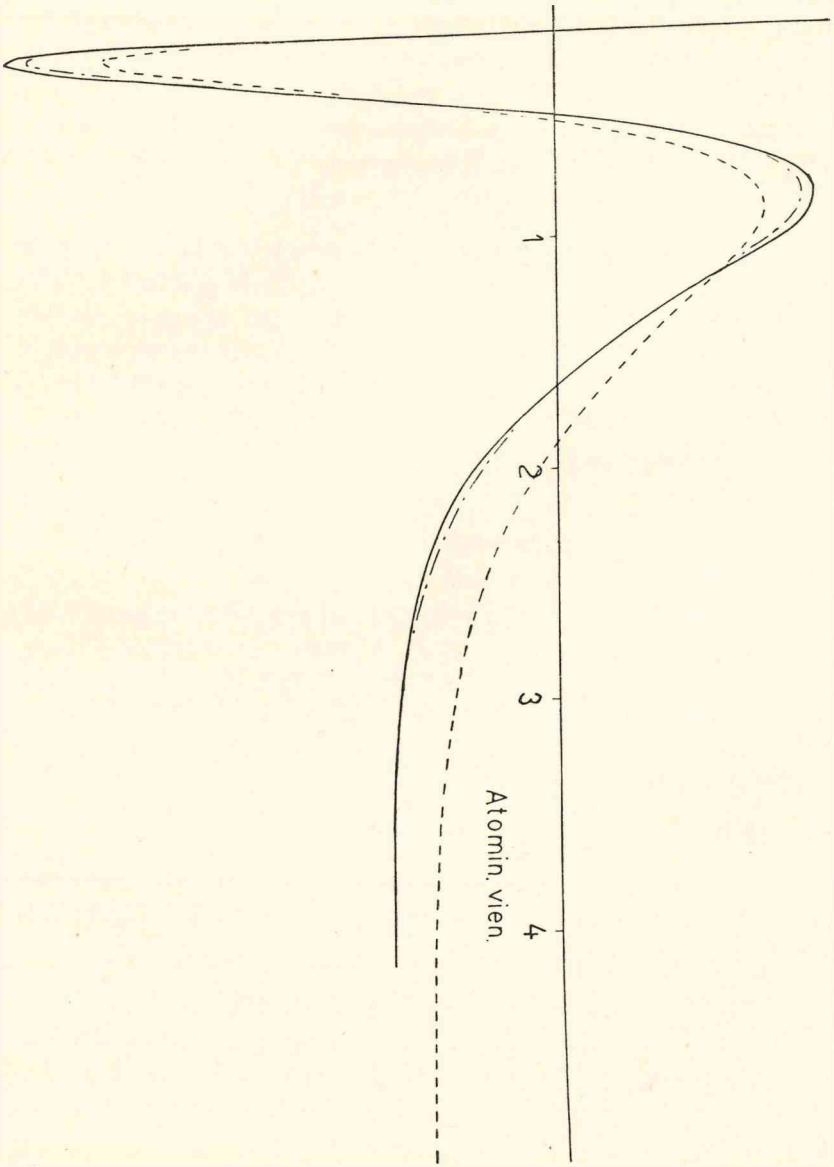
apskaičiuojami atitinkamieji Y-kai. (17) lygtį tenka integruoti atbulai nuo $r = r_s$ (nes šiuo atveju ∞ pasikeičia į r_s) iki $r = 0$ vartojant pradinę sąlygą:

$$Y_k = Z_k, \text{ jei } r = r_s. \tag{18}$$

Iš pradžių G(r) apskaičiuotas Lagrange'o daugiklius prilyginant nuliams. Tokiu būdu rastą G(r) vaizduoja 2 fig. brūkšnių kreivė (Žiūr. 109 psl.).

Šituo pamainų nariu (15) lygties integruoti negalima, nes sekantieji artutinumai neduoda bangos funkcijos, kuri nuosakiai artėtų į tikrąjį lygties sprendinį. Šitam nenormalumui prašalinti tenka vartoti Lagrange'o daugiklius. Jų vaidmuo yra patikrinti lygties sprendinio ortogonališkumą. Šiuo atveju sprendinys negali būti pilnai padarytas ortogonaliniu, nes iono elektronų bangų funkcijos, kaip jau minėta, nėra ortogonalinės. Pasirodo, kad by kokia P(4s/r) funkcija yra artimai ortogonalinė

13. Žiūr. pav. L. Brillouin. Les champs „self-consistents" de Hartree et de Fock. Paris, 1934.

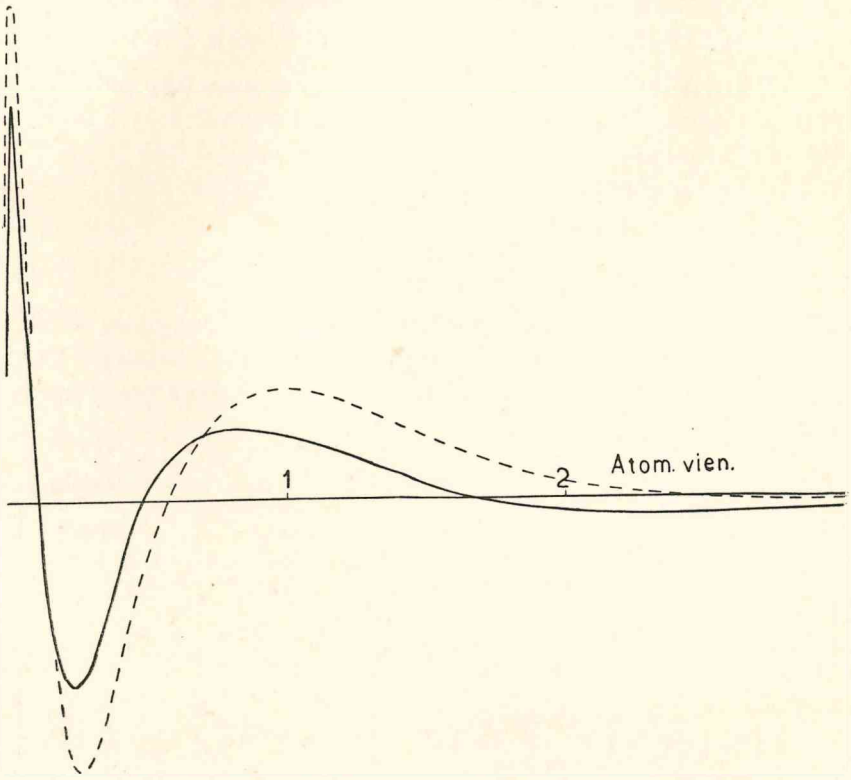


1 fig

Žemiausia 4s-elektrono bangos funkcija metališkame kalyje. — — — pirmajame, —— - —— antrajame ir ——— trečiajame artutinume.

The lowest 4s-electron wave function in metallic potassium. — — — in first, —— - —— in second and ——— in third approximation.

su P(1s/r) ir P(2s/r) funkcijomis, todėl teturint reikalo tik su radijine 4s-elektrono bangos funkcija, pakanka atsižvelgti tik į P(3s/r). Praktika parodė, jog (15) lygties sprendiniai konverguoja į tikrąjį sprendinį, kai P(4s/r) ir P(3s/r) pasiekia to paties ortogonališkumo laipsnio, kurio yra Hartree lygčių sprendiniai. Tam pakanka rasti tokius Lagrange'o daugiklius, kad



2 fig

Pamainų narys antrajame artutinume.
The exchange term in second approximation — — —

$\varepsilon_{154s} = \varepsilon_{234s} = \varepsilon_{354s} = 0$; —— $\varepsilon_{154s} = 0{,}067$, $\varepsilon_{234s} = 0{,}164$, $\varepsilon_{354s} = 0{,}211$

pamainų narys G(r) ir jam atitinkamoji bangos funkcija prie tų pačių r keistų ženklus. Tokiu būdu pataisytą pamainų narį G(r) vaizduoja 2 fig. ištisoji kreivė.

(15) lygtis su $G(r) \neq 0$ integruota reikalaujant, kad pradžios K būtų lygus apskaičiuotam K. Tam patogiausia yra iš

pradžių lygtį suintegruoti dviem skirtingom K reikšmėm ir tuomet, tiesiškai interpoliuojant ar ekstrapoliuojant, gauti artimesnę K reikšmę. O toliau jau tikrąją K reikšmę galima surasti sekant skirtumus tarp paimtos ir gautos K reikšmės. Tai padaryta 0,2% tikslumu. Šito integravimo rezultate gautą energijos kreivę vaizduoja 3 fig. II kreivė. Žemiausiai energijai E=—0,483 Ry atitinkančią bangos funkciją vaizduoja 1 fig. nelygiųjų brūkšnių kreivė, kuri beveik sutampa su ištisąja kreive.

(15) lygtis trečiajame artutinume integruota taip pat, kaip ir antrajame. Atitinkamieji dydžiai yra surašyti 1-joje lentelėje. Joje matyti, kad ε_{3s4s} reikšmė labai skiriasi nuo jo reikšmės antrajame artutinume. Šita reikšmė priklauso nuo

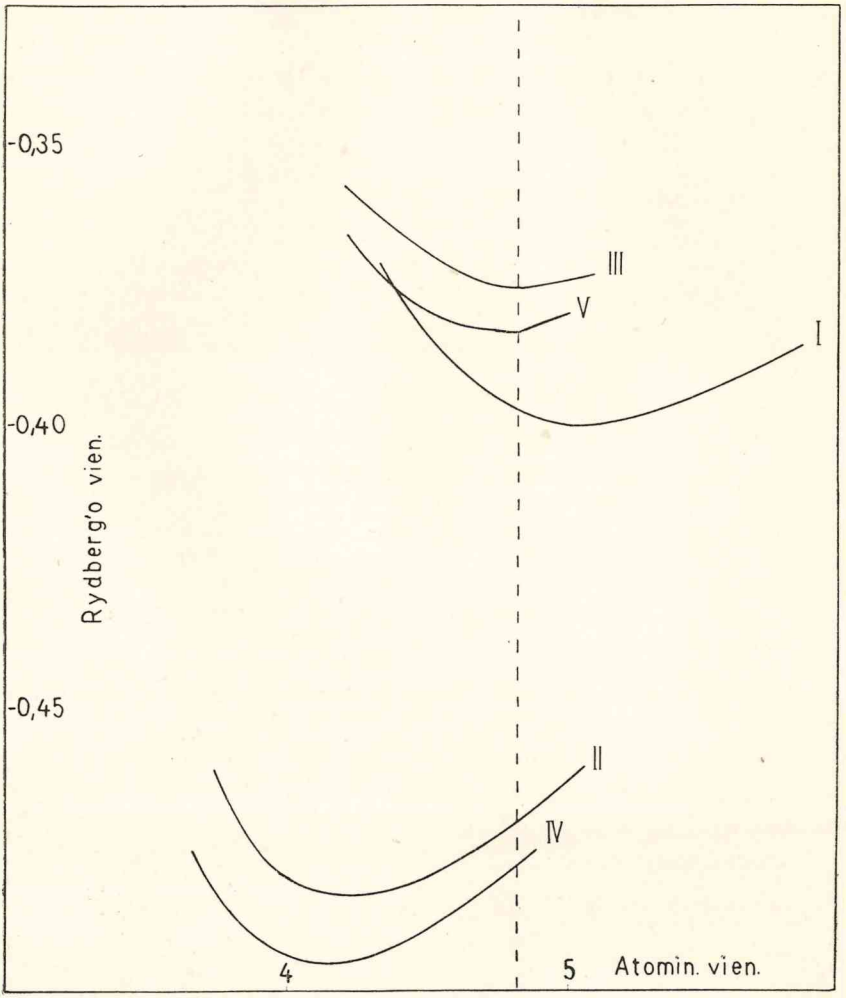
$$\int_0^{r_s} P(3s/r)\,P(4s/r)\,dr$$

didumo. Tai aišku turint galvoje Lagrange'o daugiklių vaidmenį. Kaip iš skaičiavimų matyti, sekančiųjų artutinumų Lagrange'o daugikliai būtų visai artimi jų reikšmėms trečiajame artutinume neišskiriant nė ε_{3s4s}

1 lentelė **Table I.**

Artutinumai Approximations	1-masis 1st.	2-rasis 2nd.	3-čiasis 3rd.
$\int_0^{r_s} P(1s/r)\,P(4s/r)\,dr$	$+0{,}001$	$+0{,}000_5$	$+0{,}000_6$
$\int_0^{r_s} P(2s/r)\,P(4s/r)\,dr$	$+0{,}006$	$-0{,}001_6$	$-0{,}002_4$
$\int_0^{r_s} P(3s/r)\,P(4s/r)\,dr$	$+0{,}085$	$-0{,}009$	$-0{,}011$
ε_{1s4s}	——	$+0{,}067$	$+0{,}079$
ε_{2s4s}	——	$+0{,}164$	$+0{,}143$
ε_{3s4s}	——	$+0{,}211$	$+0{,}060$
r_s	5,0	4,2	4,15
K	11,06	9,52	9,10
E	—0,396	—0,483	—0,495

Trečiojo artutinumo energijos kreivę vaizduoja 3 fig. IV kreivė. Žemiausia energija E= —0,495Ry, o jai atitinkančią bangos funkciją vaizduoja 1 fig. ištisoji kreivė.



3 fig.

4s-elektrono energija metališkame kalyje, kaipo r funkcija. I, II ir IV, žemiausia energija 1-jame, 2-jame ir 3-jame artutinumuose. III ir V, vidutinė energija Fermi pasidalinime 2-jame ir 3-jame artutinumuose.
The energy of the 4s-electron in metallic potassium as a function of r_s. I, II and IV, the energy of the lowest state in 1st, 2nd and 3rd approximations. III and V, mean energy in the Fermi distribution in 2nd and 3rd approximations.

Kaip iš 1 fig. matyti bangų funkcijos 2-jame ir 3-jame artutinumuose beveik visai sutampa. Tų pačių artutinumų energijų kreivės, kaip matyti iš 3 fig., truputį daugiau skiriasi. Tačiau, palyginus su atitinkamų kreivių skirtumu 1-jame ir 2-jame artutinumuose, tenka pasakyti, kad šitas skirtumas yra pamažėjęs santykiu 7:1. Iš to viso galima daryti išvadą, kad ketvirtojo artutinumo rezultatai visai nežymiai skirtųsi nuo trečiojo artutinumo rezultatų. Todėl trečiasis artutinumas galima skaityti galutiniu.

3 §. Rezultatų diskusija.

3 fig. IV kreivė vaizduoja žemiausio elektroninio būvio energiją. Norint rasti tikrąją elektrono energiją, reikia prie žemiausios jo energijos pridėti kinetinę transliacijos energiją. Metališkojo ryšio energijai apskaičiuoti svarbiausia yra rasti vidutinę visų elektronų energiją. Visai laisvų elektronų vidutinę kinetinę energiją duoda Sommerfeld'o formulė:

$$F = \frac{3h^2}{10m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}}$$

Čia h yra Planck'o konstanta, m — elektrono masė, n — vieno kūbinio centimetro laisvų elektronų skaičius. F yra vidutinė elektronų kinetinė energija prie absoliutinio temperatūros nulio ir vadinasi Fermi energija.

Remdamiesi Wigner'o ir Seitz'o[2] ir Fuchs'o[5] (l. c.) darbais galime Sommerfeld'o formulę taikinti šarminių metalų metališko būvio vidutinei elektronų tranliacijos energijai. Šiuo atveju n galima pakeisti per 1 : V, kur V yra atominis tūris. V paėmę iš (2), į (19) įstatę konstantų reikšmes ir F išreiškę Rydberg'o vienetais gauname:

$$F = \frac{2{,}21}{r_s^{\,2}} \qquad (20)$$

E+F duoda vidutinę elektronų energiją Fermi pasidalinime. Ją vaizduoja 3 fig. V kreivė. Jos minimumas yra prie E+F= —0,383Ry ir r_s =4,82 at. v. Prie šitos mažiausios energijos pridėję laisvo kalio atomo ionizinimo energiją I=4,32 voltų = 0,319Ry, gausime —0,064Ry. Tai reiškia, kad metališ-

kojo ryšio energija yra $0{,}064\text{Ry} = 19{,}9\frac{\text{kgcal}}{\text{mol}}$. Nuo r_s pereinama prie gardelio konstantos a pagal formulę:

$$a = 2\sqrt[3]{\frac{\pi}{3}}\, r_s \qquad (21)$$

Gauname a = 9,79 at. v. = 5,17Å. Šitų rezultatų palyginimas su eksperimentiniais duomenimis duotas 2-joje lentelėje.

2 lentelė **Table II.**

Artutinumai Approximations	2-asis 2nd	3-čiasis 3rd	Iš eksperimentų Experimental
Gardelio konstanta Å Lattice constant in Å	5,18	5,17	5,15—5,30
Sublimacijos šilima kgcal/mol Heat of vaporization in kgcal/mol	17,4	19,9	21,9—26,5

Joje duoti taip pat galutiniai rezultatai, gautieji iš antrojo artutinumo II ir III 3 fig. kreivių. Turint galvoje, kad skirtumai tarp atskirų artutinumų mažėja maždaug santykiu 7:1, galima daryti išvadą, jog ketvirtasis artutinumas metališkojo ryšio energiją arba sublimacijos šilimą padidintų nedaugiau kaip 0,4

Kadangi visi skaičiavimai atitinka absoliutiniam temperatūros nuliui, tai ir 2-joje lentelėje paduodamieji eksperimentiniai duomenys yra ekstrapoliuoti į absoliutinį temperatūros nulį.

E. Gorin'as[6] (l. c.) gavo a = 5,80A ir sublimacijos šilimą $20{,}4\frac{\text{kgcal}}{\text{mol}}$. Kaip matyti, gardelio konstanta šiame darbe gauta žymiai geresnė. Tačiau sublimacijos šilima, priešingai, gauta truputį blogesnė. Šiame darbe gautoji sublimacijos šilimai reikšmė reikalauja kai kurių pataisų, bet šitos pataisos neišvengiamų klaidų ribose kompensuoja viena kitą (Žiūr. pav. Wigner ir Seitz[2] ir Fuchs[5]) ir galutino rezultato žymiai nekeičia.

Iš V 3 fig. kreivės minimumo taško galima dar apskaičiuoti spudumo koeficientą. Šitos kreivės minimumo taške kreivumas pareina tik nuo Fermi energijos, nes IV kreivė toje vietoje yra visai artima tiesiajai linijai. Todėl (Fuchs'as[5]):

$$k = \frac{8\pi^2 m}{h^2} 2{,}483\ r_s^{\,5}. \tag{22}$$

Apskaičiavę gaunam $k = 51 \cdot 10^{-6} \frac{cm^2}{kg}$. Tai yra apie du kartu daugiau, negu eksperimentiniai duomenys reikalauja. Tačiau spudumas yra elastinė metalų konstanta ir, kaip Fuchs'as[14] įrodo, jį apskaičiuojant turi būti atsižvelgta į veiksnius, kurie neturi įtakos į kohezinių jėgų dydį.

SANTRAUKA.

Fock'o lygtis suintegruota metališkam kaliui iki trečiojo artutinumo. Gauta gardelio konstanta 5,17Å ir sublimacijos šilima $19{,}9 \frac{kgcal}{mol}$.

Fizikos Katedros Vedėjui Prof. Ig. Končiui, tvarkiusiam katedrai skiriamas kuklias lėšas taip, kad šitas darbas galėjo būti atliktas, nuoširdžiai dėkoju.

V. D. U-to Fizikos Laboratorija
Kaunas,
1938-I-8 d.

ON THE METALLIC POTASSIUM.

Summary.

The solution of Fok's equation of the valence electron was carried out to third approximation, with the boundary condition (1). The Hartree field was used. Before calculating the exchange term the wave functions were not orthogonalized. The Lagrange's non-diagonal factors were used with purpose that the exchange term together with its corresponding wave function, would change their signs simultaneously. Following that, in the next approximations the Lagrange's factors, energy pa-

[14] K. Fuchs. Proc. Roy. Soc. A, 153, 622, 1936.

rameter, and wave function appeared to tend toward constant final values.

The results are given in the table II. The heat of vaporization is calculated as - (E+F+I), E being the energy parameter of Fock's equation, F — Fermi energy for free electron and I — ionization energy of the free potassium atome. No other corrections have been introduced.

I should like to express my cordial thanks to Professor Ig. Končius, the head of the Departament f Physics, for his care in affording me the conditions in which this study could be carried through.

Physical Laboratory of the
University of Vytautas the Great
in Kaunas (Lithuania).
January 1938.

Pastebėtos klaidos

Pusl.	Eilutė	Atspausta	Turi būti
34	8	$Nb_2O_5H_2C_2O_8$	$Nb_2O_5 \cdot H_2C_2O_4$
42	12	Nb_2Cl_5	$NbCl_5$
55	12	sont séparées	est séparée
„	27	chlorure	hydroxyde
„	„	le jodure de potasium	l'acide iodhydrique

V. D. U. Matematikos-Gamtos Fakulteto leidiniai:

1. L. U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, I tomas 1922 m. 10.—
2. L. U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, II tomas 1923 m. 10.—
3. L. U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, III tomas 1924—1926 m. ..... 20.—
4. L. U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, IV tomas 1927—1928 m. ..... 25.—
5. Prof. P. Matulionis. Sumedėjusių augalų skirstymui medžiaga 1923 m. ..... 3.—
6. Prof. T. Ivanauskas. Vadovėlis vabzdžiams rinkti 1924 m. 3.50
7. Prof. K. Regelis. Vadovėlis augalams rinkti 1925 m. ..... 2.—
8. Lab. A. Minkevičius. Bulvių puvimo grybelis ir kaip su juo kovoti 1926 m. ..... —
9. Prov. K. Grybauskas. Paletrūnas oželinis 1926 m. ..... —
10. Prov. K. Grybauskas. Garstyčia baltoji 1926 m. ..... —
11. Prov. K. Grybauskas. Vaistingieji Lietuvos laukų augalai ir jų pritaikymas 1927 m. ..... 5.—
12. Prof. V. Čepinskis. Elektroninė valentingumo teorija 1928 m. .. 6.—
13. B. Kodatis. Astronomijos paskaitos I d. ..... 10.—
14. B. Kodatis. Astronomijos paskaitos II d. ..... 10.—
15. Prov. K. Grybauskas. Ramunėliai, antroji laida 1928 m. 0,15
16. Prov. K. Grybauskas. Pipirmėtė, antroji laida 1928 m. 0,20
17. Asist. A. Žvironas. 18 Fizikos praktikos darbų 1928 m. ..... 2.—
18. Prov. K. Grybauskas. Ybiškė švelnioji 1928 m. 0,50
19. O. Volk'as. Aukštoji algebra ..... 10.—
20. Prof. O. Volk'as. Paprastųjų ir dalinių diferencialinių lygčių teorijos paskaitos 1929 m. ..... 20.—
21. Prof. F. Butkevičius. Elementarinis kokybinis analizis 1929 m. 20.—
22. Prof. V. Čepinskis. Cheminė pusiausvyra, II dal. 1930 m. ..... 15.—
23. Prof. V. Čepinskis. Cheminė kinetika ir fotochemija, III dal. 1930 15.—
24. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, V t. 1 sąsiuv. 1930 m. ..... 15.—
25. Prof. F. Butkevičius. Retųjų elementų kokybinis analizis 1931 m. 5.—
26. Prof. T. Ivanauskas. Vadovėlis Lietuvos paukščiams apibudinti 1931 m. ..... 10.—
27. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, V tomo 2 sąsiuvinys 1931 m. ..... 15.—

VYTAUTO DIDŽIOJO UNIVERSITETO BIBLIOTEKA Inv. Nr. A1097666(6)

43688 20729

28. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, VI tomo 1 sąsiuvinys 1931—1932 m. ..... 3.—
29. Inž. A. Zubrys. Organinės chemijos praktikos darbai 1931 m. .. 8.—
30. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, VI tomo Geografijos sąsiuvinys 1931—1932 m. ..... 10.—
31. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, VI tomo 2 sąsiuvinys, Geologijos skyrius 1931—1932 m. ..... 10.—
32. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, VII tomo 1 sąsiuvinys, Botanikos skyrius 1931—1932 m. ..... 15.—
33. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, VII tomo 2 sąsiuvinys, Fizikos skyrius 1931—1932 m. ..... 6.—
34. V. Čepinskis. Elektrochemija (Fizinės chemijos IV d.) ..... 10.—
35. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, VI tomo 3 sąsiuvinys, Zoologijos skyrius 1932—1933 m. ..... 15.—
36. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, VII tomo 3 sąsiuvinys, Geologijos skyrius 1933—1934 m. ..... 7.—
37. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, VII tomo 4 sąsiuvinys 1933 m. ..... 7.—
38. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, VIII tomas 1934. 20.—
39. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, IX tomo 1 sąs., Zoologijos skyrius 1935 m. ..... 5.—
40. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, IX tomo 2 sąsiuvinys, Botanikos skyrius 1935 m. ..... 6.—
41. Prof. K. Regelis, Augalų sistematika, I dalis 1935 m. ..... 10.—
42. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, IX tomo 3 sąsiuvinys, Mineralogijos ir Geologijos skyrius 1935 m. ..... 8.—
43. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, X tomo 1 sąsiuvinys, Fizikos ir chemijos skyrius 1936 m. ..... —
44. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, XI tomo 1 sąsiuvinys, Matematikos skyrius 1937 m. ..... 1.—
45. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, XI tomo 2 sąsiuvinys, Geografijos skyrius, 1937 m. ..... —
46. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, XI tomo 3 sąsiuvinys, Fizikos ir chemijos skyrius, 1937 m. ..... —
47. V.D.U. Matematikos-Gamtos Fakulteto Darbai, XI tomo 4 sąsiuvinys, Biologijos skyrius, 1937 m. ..... —

V. D. U. MATEMATIKOS-GAMTOS FAKULTETO LEIDINIAI PARDUODAMI KOOPERACIJOS BENDROVĖJE

„SPAUDOS FONDE“
KAUNAS, LAISVĖS AL. NR. 62.

VDU Biblioteka
090001097666